Office - Peters

Smithsonian Library
AUG 1926
Not to be Drawn

Physikalische Zeitschrift

begründet von **E. Riecke** und **H. Th. Simon**

vereinigt mit dem

Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik

begründet von **Johannes Stark**

Herausgeber:

Prof. Dr. **P. Debye**, Prof. Dr. **F. Harms** und Prof. Dr. **R. Seeliger**

Die Physikalische Zeitschrift erscheint monatlich zweimal im Umfange von drei bis vier Bogen und wird vierteljährlich für Goldmark 11.— postfrei geliefert. Für das Ausland beträgt der Preis $ 3.— vierteljährlich. Für die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft im Inland Goldmark 9.—, im Ausland $ 2.60. Bestellungen nehmen jede Buchhandlung sowie die Verlagsbuchhandlung entgegen. Anzeigen werden für die einmal gespaltene Millimeterzeile mit Goldmark —.35, Beilagen mit Goldmark 60.— berechnet.

Alle Manuskripte und darauf bezügliche Zuschriften sind an Prof. Dr. F. Harms, Würzburg, Bismarckstr. 1, zu senden, mit Ausnahme der zusammenfassenden Berichte, deren Redaktion Prof. Dr. R. Seeliger, Greifswald, Loitzerstr. 43, führt. Büchersendungen und Anzeigen-Aufträge direkt an den Verlag.

No. 14. Ausgegeben am 15. Juli 1926. No. 714. Printed in Germany. 27. Jahrgang.

INHALT:

F. Reiche, Otto Lummer. S. 459—467.

Originalmitteilungen:

J. Ellerbroek u. J. Th. Groosmuller, Über den Babinetschen Kompensator. S. 468—471.

F. Rother, „Über den Austritt von Elektronen aus kalten Metallen". S. 471—472.

W. Schmidt, Die Größe des luftelektrischen Konvektionsstromes. S. 472—473.

Zusammenfassende Berichte:

G. Valle, Die diskontinuierlichen Entladungen. S. 473—504.

Besprechungen:

A. Landé, Die neuere Entwicklung der Quantentheorie. S. 504.

H. Hahn, Physikalische Freihandversuche. S. 504—505.

K. Loebinger, „Gewinn aus Kohle". S. 505.

Tagesereignisse. S. 505—506.

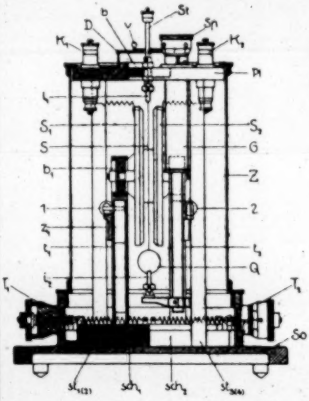
Personalien. S. 506.

Gesuche. S. 506.

VERLAG VON S. HIRZEL IN LEIPZIG

Phys.-mech. Institut von Prof. Dr. M. Th. Edelmann & Sohn,

München.

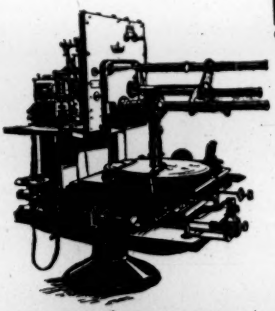


Saiten-Elektrometer

nach Lutz-Edelmann (neue Form).

C. W. Lutz, Physik. Zeitschrift, 24. Jahrgang. 1923. Seite 166—170.

Katalog 30, Spezialliste No. 32 über Saitengalvanometer und Registrierapparate, Spezialliste No. 31 über einfache Präzisionsschulapparate gratis und franko.



ASKANIA

DAS NEUE ELEKTRO-MIKROPHOTOMETER

NACH

ROSENBERG

ASKANIA-WERKE A.G.

BAMBERGWERK

BERLIN-FRIEDENAU

KAISERALLEE 87/88

PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

No. 14. 15. Juli 1926. Redaktionsschluß für No. 16 am 5. August 1926. 27. Jahrgang.

INHALT:

F. Reiche, Otto Lummer. S. 459.

Originalmitteilungen:

J. Ellerbrock u. J. Th. Groosmuller, Über den Babinetschen Kompensator. S. 468.

F. Rother, „Über den Austritt von Elektronen aus kalten Metallen". S. 471.

W. Schmidt, Die Größe des luftelektrischen Konvektionsstromes. S. 472.

Zusammenfassende Berichte:

G. Valle, Die diskontinuierlichen Entladungen. S. 473.

Besprechungen:

A. Landé, Die neuere Entwicklung der Quantentheorie. S. 504.

H. Hahn, Physikalische Freihandversuche. S. 504.

K. v. Loebinger, „Gewinn aus Kohle". S. 505.

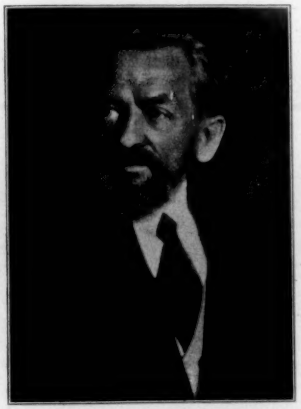
Tagesereignisse. S. 505.

Personalien. S. 506.

Gesuche. S. 506.

Otto Lummer.

Am 5. Juli 1925 starb Otto Lummer, der Direktor des Breslauer physikalischen Instituts. In diesem Manne verliert die Wissenschaft einen Forscher von hohem Range, dessen Name für alle Zeiten mit den großen Revolutionen verknüpft ist, die die Physik am Anfange des 20. Jahrhunderts erschütterten, und aus denen der feste Bau der modernen Atomlehre siegreich emporstieg.



Lummer wurde am 17. Juli 1860 in Gera geboren, studierte in Tübingen und Berlin Mathematik und Physik und erwarb 1884 den Doktorgrad. Eine dreijährige Assistentenzeit bei Helmholtz begründete das feste Verhältnis, das ihn an seinen verehrten Lehrer und Meister band, und das für seine wissenschaftliche Einstellung entscheidend wurde. Im Jahre 1887 wurde er wissenschaftlicher Mitarbeiter, 1889 Mitglied der neu gegründeten physikalisch-technischen Reichsanstalt. Seit 1901 an der Universität Berlin habilitiert, erhielt er 1904 den Ruf als Ordinarius nach Breslau. Dort hat er bis zu seinem Tode gewirkt.

Lummers wissenschaftliche Tätigkeit begann im physikalischen Institut zu Berlin, das damals unter der Leitung von Helmholtz stand. Bereits seine erste Arbeit, die im Jahre 1884 veröffentlichte Dissertation stellte eine originelle Leistung dar, die berufen war, neue Wege auf dem Gebiete der Spektroskopie zu bahnen: Es war dies die folgenreiche Entdeckung der Interferenzen an planparallelen Platten. Im Gegensatz zu den an keilförmigen Schichten entstehenden Interferenzen gleicher Dicke sind die „Lummerschen Ringe" Interferenzkurven gleicher Neigung, die sich im Unendlichen ausbilden. So kam es, daß selbst ein so erfahrener Experimentator, wie Helmholtz, infolge seiner Kurzsichtigkeit, die Erscheinung, die ihm Lummer vorführen wollte, zunächst

nicht sah und daher sogar an ihrer Existenz zweifelte. Trotz der Hochachtung, die Lummer der Autorität seines Meisters entgegenbrachte, war der damals erst 24jährige jedoch so stark von der Realität seiner Beobachtungen durchdrungen, daß er mit Entschiedenheit an seiner Behauptung festhielt. Und in der Tat bestätigte sich die Richtigkeit seiner Entdeckung, als Helmholtz zufällig durch seine Brille hindurch beobachtete, und so sein Auge auf große Entfernung eingestellt war. Lummers Verhalten bei diesem kleinen Erlebnis kennzeichnet aufs deutlichste das unbedingte Vertrauen, das er seinen eignen Beobachtungs- und Messungsergebnissen entgegenbrachte, und das ihn auch dann nicht verließ, wenn diese Ergebnisse mit den Resultaten anerkannter Forscher im Widerspruch standen. Gerade bei seinen bedeutsamsten Arbeiten ist aus diesem Widerspruch der entscheidende Fortschritt erwachsen. Um der Historie gerecht zu werden, sei es erwähnt, daß die Interferenzringe an planparallelen Platten zum ersten Male schon vor Lummer im Jahre 1849 von dem Mineralogen Haidinger gesehen und gedeutet wurden. Jedoch hat erst Lummer, nach der Neuentdeckung der Ringe, diese Erscheinung, die völlig in Vergessenheit geraten war, zum lebensfähigen und dauernden Bestand der Wissenschaft gemacht.

Das wichtigste Charakteristikum, das die Interferenzen gleicher Neigung vor denen gleicher Dicke auszeichnet, besteht bekanntlich darin, daß sie sich bis zu beliebig hohen Gangunterschieden der interferierenden Strahlen verwirklichen lassen, vorausgesetzt, daß die Wellen der Lichtquelle streng homogen sind. Die Möglichkeit, so hohe Gangunterschiede zu erzeugen, verbunden mit dem Zusammenwirken vieler Strahlen bei der Interferenz, bildet die Grundlage für die Leitungsfähigkeit der Interferenzspektroskope hoher Auflösungskraft. Den bestehenden Apparaten dieser Art fügte Lummer selbst im Jahre 1902, zum Teil in gemeinsamer Arbeit mit E. Gehrcke, einen neuen hinzu, der sich durch die Einfachheit der Idee besonders auszeichnet: die planparallele Platte selbst, als Interferenzspektroskop, allgemein bekannt unter dem Namen der „Lummerplatte". Mit Hilfe dieses schönen Instruments gelang es Lummer, an scharfen Spektrallinien, die er mittels einer neukonstruierten, gekühlten Quecksilberbogenlampe erzeugte, Interferenzen bis zu Gangunterschieden von 1 Million Wellenlängen zu beobachten. Die Lummerplatte ist neben den andern Interferenzspektroskopen, bei der Ermittelung der Feinstruktur von Spektrallinien und der Beeinflussung ihrer Wellenlängen durch elektrische und magnetische Felder ein unentbehrliches Werkzeug der modernen Atomforschung geworden.

Im Anschluß an seine Dissertation hat sich Lummer noch mehrfach mit Interferenzen gleicher Neigung beschäftigt. So hat er, gemeinsam mit E. Waetzmann, die ganze Mannigfaltigkeit der Interferenzkurven am Michelsonschen Interferometer experimentell und theoretisch geklärt, und auch den Erscheinungen an 2 planparallelen Platten, die von Waetzmann später als Grundlage einer empfindlichen Linsenprüfungsmethode erkannt und verwendet worden sind, ein eingehendes Studium gewidmet.

In diese Anfangsjahre wissenschaftlicher Tätigkeit fällt auch diejenige Unternehmung, die die Arbeitsgemeinschaft Lummers mit seinem Freunde Ernst Pringsheim begründete: eine Präzisionsmessung des Verhältnisses der spezifischen Wärmen von Gasen, die die beiden Forscher nach einer neu ausgebildeten Methode in Angriff nahmen und später vervollkommneten.

Als im Jahre 1887 die physikalisch-technische Reichsanstalt gegründet wurde, und unter Leitung von Helmholtz ihre Arbeiten begann, sah sich Lummer, der seinem Lehrer in den neuen Wirkungskreis gefolgt war, vor neue Aufgaben gestellt. Es handelte sich dabei an erster Stelle um Grund-

fragen der Photometrie, die aus den Bedürfnissen der Technik erwachsen waren, vor allem um das Problem, eine erprobte und beglaubigte Lichteinheit herzustellen. Während von verschiedenen Seiten vorgeschlagen wurde, Energie-messende Apparate, wie das Radiometer, oder das Bolometer zu photometrischen Zwecken zu verwenden, wies Lummer mit Betonung darauf hin, daß alle diese Instrumente zwar die physikalische Wirkung der Lichtquelle angeben, aber niemals die physiologische. Auf diese aber gerade kommt es bei der Photometrie, d. h. der Helligkeitsvergleichung allein an. Daher kann nur das Auge als Meßinstrument für Helligkeiten dienen. Jedoch muß man, wie Lummer sagte „dem Auge seinen lichtmessenden Beruf erleichtern, und ihm durch Konstruktion von Photometern ein exakteres Urteil bei dem Helligkeitsvergleich ermöglichen". Grundsätzlich war zwar diese Sicherheit des Urteils in dem bekannten Fettfleckphotometer von Bunsen erreicht. Aber die Bunsensche Methode könnte nur dann einwandfreie Resultate geben, wenn der Fettfleck vollkommen durchlässig, die ungefettete Umgebung vollkommen reflektierend wäre. Allen diesen Anforderungen wird der von Lummer und Brodhun im Jahre 1889 erdachte Photometerwürfel gerecht, bei dem durch den einfachen Kunstgriff der Totalreflexion die ideale Lösung realisiert ist. Dieses Instrument stellt noch heute einen der leistungfähigsten und meist benutzten Apparat der photometrischen Technik dar.

Das oben berührte Problem, eine einwandfreie beglaubigte Lichteinheit herzustellen, wurde nun mit der durch das neue Photometer erzielten Genauigkeit in Angriff genommen. Zwar gelang es, nach schwierigen Versuchen, einen geeigneten Strahler in Form eines elektrisch geschmolzenen Teiches von flüssigem Platin herzustellen und beliebig lange auf fester Temperatur zu erhalten. Jedoch stellten sich schon damals die hohen Kosten dieses Verfahrens der praktischen Verwendung entgegen. Die Reichsanstalt hat dieses Problem bis zum heutigen Tage weiter verfolgt.

Aus den photometrischen Arbeiten Lummers leuchtet ein charakteristischer Zug seiner Arbeitsweise deutlich hervor: vor neue Aufgaben gestellt, ging er fast nie mit alten Instrumenten an die Bewältigung der Probleme heran, sondern er vervollkommnete zunächst die Forschungsmethoden und schuf neue Instrumente, die, über den speziellen Konstruktionszweck hinaus, von allgemeiner Bedeutung wurden. Dieser Zug offenbart sich wohl am klarsten auf dem Gebiete, wo Lummers bedeutendste Leistung liegt: dem Gebiete der Wärmestrahlung, deren Erforschung der größte Teil seines Lebens gewidmet war.

Wie weit waren die Gesetze der Wärmestrahlung zu der Zeit ergründet, als Lummer seine Messungen begann? Lange Jahre hindurch hatte man versucht, durch Messungen an beliebigen in der Natur vorkommenden hoch erhitzten Körpern allgemeinere Gesetzmäßigkeiten ihrer Strahlungseigenschaften zu erkennen. Erst durch Kirchhoffs theoretische Untersuchungen über das Verhältnis des Emissionsvermögens der Körper zu ihrem Absorptionsvermögen wurde ein von der speziellen Natur der Substanzen unabhängiger Strahler aufgewiesen, dessen Strahlungsgesetze von besonderer Einfachheit sein mußten: der absolut schwarze Körper, dessen Emissionsvermögen nur von der Wellenlänge und der absoluten Temperatur abhängt. Was diese Abhängigkeit anlangt, so lag zu der Zeit, als Lummers Untersuchungen in dieses Gebiet eingriffen, eine Reihe theoretischer Erkenntnisse über die Gesetze der schwarzen Strahlung bereits vor. Im Jahre 1884 hatte Boltzmann durch eine geistreiche Verknüpfung des Maxwellschen Strahlungsdruckes mit dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik das schon von J. Stefan (1879) aus den Beobachtungen erschlossene Gesetz abgeleitet, daß die Gesamtstrahlung

des schwarzen Körpers proportional mit der 4. Potenz der absoluten Temperatur ansteigt. Über die Verteilung der Strahlungsenergie auf die einzelnen Wellenlängen, die das Gesamtstrahlungsgesetz noch offen ließ, gibt das Verschiebungsgesetz von Willy Wien eine erste Auskunft, die es erlaubt, die Verteilung der Strahlungsenergie auf die einzelnen Wellenlängen für jede beliebige Temperatur zu berechnen, falls sie für eine bestimmte Temperatur bekannt ist. Sollten diese theoretischen Gesetze, die sich allein auf den schwarzen Strahler beziehen, einer strengen experimentellen Prüfung unterzogen werden, so mußte vor allem zuerst ein Strahler konstruiert werden, der der Kirchhoffschen Definition absoluter Schwärze in möglichst vollkommener Weise entsprach. Bis dahin hatte man meist versucht, durch geeignete Mittel — wie Oxydieren, Aufrauhen oder Berußen — die Flächen natürlicher Substanzen möglichst schwarz zu gestalten, konnte jedoch auf diese Weise nur angenäherte Schwärze für begrenzte Wellenlängen- und Temperaturbereiche erzielen.

Dieses mühevolle „Heranpürschen" an die idealschwarze Strahlung — wie es Lummer oft nannte — entsprach in keiner Weise seiner impulsiven Arbeitsart. Ideale Schwärze kommt nur einer einzigen Strahlung in der Natur zu: derjenigen nämlich, die sich in einem vollständig geschlossenen gleichmäßig temperierten Hohlraum ausbildet. Dieser von Kirchhoff ausgesprochene „Hohlraumsatz" bildet das Fundament für die Verwirklichung der schwarzen Strahlung durch Lummer und W. Wien: Ein vollständig geschlossenes, gleichmäßig erhitztes Hohlgefäß wird mit einer kleinen Öffnung versehen; dann dringt aus dieser Öffnung eine Strahlung heraus, die für alle Wellenlängen und Temperaturen die Eigenschaft idealer Schwärze besitzt. In gemeinsamer Arbeit mit E. Pringsheim und mit F. Kurlbaum konstruierte Lummer nach diesem Prinzip in den Jahren 1897—1903 aus verschiedenen Materialien schwarze Strahlungskörper, die in einem Temperaturintervall von — 180° bis 2000° C eine Prüfung der Strahlungsgesetze ermöglichten. Die ersten Messungen von Lummer und Pringsheim galten der Prüfung des Stefan-Boltzmannschen Gesamtstrahlungsgesetzes, das im ganzen Temperaturbereich exakt bestätigt wurde.

Auf diesen ersten Erfolg gestützt, griffen Lummer und Pringsheim im Jahre 1899 die Hauptaufgabe an, nämlich die Messung der Energieverteilung im Spektrum des schwarzen Körpers. Hierzu wurde bei festgehaltener Temperatur die spektral zerlegte Strahlungsenergie als Funktion der Wellenlänge gemessen und diese Messungsreihe für verschiedene Temperaturen wiederholt. So entstanden die bekannten Isothermen der schwarzen Strahlung, an denen Lummer und Pringsheim zunächst die Aussagen des Wienschen Verschiebungsgesetzes in vollem Umfange bestätigen und die Zahlenwerte seiner Konstanten ermitteln konnten. Zugleich aber lieferten diese Kurven die gesuchte Abhängigkeit der schwarzen Strahlungsenergie von Wellenlänge und Temperatur. Der Versuch, diese Abhängigkeit auf theoretischem Wege zu finden, war zur damaligen Zeit das Hauptproblem der allgemeinen Strahlungstheorie, eine Aufgabe, um deren Bewältigung die ersten Theoretiker mit heißem Bemühen rangen. Die erfolgreichste Lösung stammte von Willy Wien und Max Planck. Diese sog. Wiensche Strahlungsformel wurde von Wien selbst mit Hilfe spezieller molekularer Hypothesen, von Planck auf Grund seiner allgemeinen elektromagnetisch-thermodynamischen Strahlungstheorie hergeleitet. Ihrer Form nach deckte sie sich vollständig mit einer Gleichung von Paschen, die dieser schon vor Lummers und Pringsheims Untersuchungen auf Grund ausgedehnter Strahlungsmessungen an natürlichen Substanzen von angenäherter Schwärze aufgestellt hatte. Die Kurven von Lummer und Pringsheim schließen sich bei relativ kur-

zen Wellen der Wienschen Strahlungsformel gut an. Bei größeren Wellenlängen jedoch trat eine kleine, wenn auch deutliche Abweichung zutage, die um so ausgeprägter wurde, je mehr das Produkt aus Wellenlänge (in μ) und absoluter Temperatur den Wert 3000 überstieg. An der Realität dieser Abweichungen hegten Lummer und Pringsheim keinen Zweifel und stellten daher auf Grund ihrer Messungen die folgenschwere Behauptung auf, das Wiensche Gesetz habe nur begrenzte Gültigkeit. Mit dieser Behauptung stießen sie jedoch auf gewichtigen Widerspruch. Paschen — damals schon als Autorität auf dem Gebiete der Strahlungsmessungen anerkannt, fand im selben Jahre, bei Messungen am schwarzen Körper in etwa dem gleichen Temperatur- und Wellenbereich, wie Lummer und Pringsheim, durchweg Übereinstimmung mit der Wienschen Formel. Und Planck, von der Seite der Theorie her, gelangte bei erneuter Prüfung seiner Rechnungen sogar zu der Ansicht, daß die Gültigkeitsgrenzen der Wienschen Strahlungsformel mit denen des 2. Hauptsatzes der Thermodynamik zusammenfielen.

Aber Lummer und Pringsheim gaben nicht nach! In zwei unmittelbar aufeinanderfolgenden Untersuchungen, Ende 1899 und Anfang 1900, dehnten sie ihre Messungen bis zu Wellenlängen von 18 μ und Temperaturen von 1772° abs. aus, so daß das Produkt aus Wellenlänge und Temperatur bis auf den Wert 32000 anstieg. Die Abweichungen zwischen den Beobachtungen und der Wienschen Strahlungsformel, die in der ersten Arbeit noch minimal gewesen waren, traten nun immer deutlicher in die Erscheinung und erreichten an der Grenze des Meßbereiches den stattlichen Betrag von 50 Proz. Die Ungültigkeit der Wienschen Formel für große Wellenlängen und hohe Temperaturen war damit aufs schlagendste bewiesen! Als nun im Herbst 1900 auch Rubens und Kurlbaum im Gebiete der damals längsten Wärmewellen — bei etwa 50 μ — eine der Wienschen Formel völlig widersprechende Energieverteilung fanden, da entschloß sich Planck, das Strahlungsgesetz derart zu modifizieren, daß es allen vorliegenden Messungen gerecht wurde. Ein glücklicher Griff, man möchte fast sagen: ein intuitives Erraten führte ihn zu dem Gesetz, das er im Herbst 1900 in einer Sitzung der Physikalischen Gesellschaft bekanntgab, und das seit 25 Jahren seinen Namen trägt: der Planckschen Strahlungsformel, die, jeder Kritik zum Trotz, alle bisherigen Strahlungsmessungen am schwarzen Körper am genauesten wiedergibt. Planck gab sich jedoch natürlich mit diesem „Erraten" nicht zufrieden. Schon nach wenigen Wochen fand er den theoretisch begründeten Weg zu seinem Strahlungsgesetz. Dieser Weg aber führte wie bekannt zum Ziele nur durch die Einführung der Quantenhypothese, auf der die moderne Auffassung vom Wesen der Strahlung und der Materie ruht. Überblickt man diesen kurzen dramatischen Entwicklungsgang, so darf man mit Recht behaupten, daß Lummer und Pringsheim durch ihr unbeirrtes Festhalten an den Resultaten ihrer Beobachtungen und den Mut ihrer wissenschaftlichen Überzeugung das experimentelle Fundament zu dem Bau der Quantenlehre und damit der gesamten heutigen Atomphysik gelegt haben.

Die Bedeutung der Lummerschen Arbeiten auf dem Gebiete der Strahlungslehre ist jedoch mit dem großen Einfluß auf die physikalische Erkenntnis nicht erschöpft. Vielmehr entwickelten sich aus ihnen unmittelbar die Methoden der exakten Temperaturbestimmung leuchtender Substanzen und die Möglichkeit, lichttechnische Fragen auf wissenschaftlicher Grundlage zu behandeln.

Die Lösung dieser Probleme, vor allem der Aufbau einer wissenschaftlichen Leuchttechnik, erforderte jedoch außer der Kenntnis der Strahlungsgesetze noch eine weitere Grundlage, auf deren Bedeutung zuerst Lummer hinwies. Die Brauchbarkeit eines beliebigen Strahlers als praktische Licht-

quelle hängt, außer von seinen eigenen Strahlungseigenschaften, wesentlich von der Empfindlichkeit des Auges für verschiedene Farben ab. So kam es, daß parallel zu den strahlungstheoretischen und photometrischen Arbeiten eine Reihe von Untersuchungen lief, in denen Lummer die lichtempfindlichen Eigenschaften des Auges zu klären suchte. Er stellte sich dabei auf den Boden der bekannten Theorie von v. Kries, nach der die beiden Elemente der Netzhaut, die Zapfen und die Stäbchen, in ihrer Funktion bei der Lichtaufnahme getrennt werden: die Zapfen vermitteln das farbige Sehen bei großer Helligkeit, die Stäbchen dagegen treten erst bei geringer Helligkeit in Wirksamkeit, lassen aber nur farblose Empfindungen entstehen. Da auf der Netzhautgrube, mit der wir einen Gegenstand fixieren, sich nur Zapfen befinden, während auf den peripheren Teilen des Auges die Stäbchen an Zahl die Zapfen überwiegen, so sehen wir beim Fixieren nur mit den Zapfen, beim indirekten peripheren Sehen treten Zapfen und Stäbchen in Wettstreit. Um diesen Wettstreit zu demonstrieren, hat Lummer eine große Zahl schöner Vorlesungsversuche ausgearbeitet. Ein sehr eindrucksvoller ist mir noch in deutlicher Erinnerung: Lummer, der Vorlesungsassistent und der Institutsgehilfe zündeten sich im verdunkelten Hörsaal Zigarren an und stellten sich in gleichen Abständen nebeneinander auf, die glühenden Spitzen der Zigarren dem Zuhörerraum zugewandt. Fixierte man nun die mittlere Zigarre, so erblickte man sie als einen rötlichen Lichtpunkt (Zapfenbeobachtung), zu gleicher Zeit aber die beiden seitlichen Zigarrenspitzen — die man ja indirekt, also mit den Stäbchen sah — als farblose „stäbchen-weiße" Lichtflecke.

Aus diesen ganzen Untersuchungen geht klar hervor, daß für die Frage der Beleuchtungstechnik, bei der es sich ja stets um große Helligkeiten handelt, die Empfindlichkeit der Zapfen für verschiedene Farben ausschlaggebend ist. Da die meisten früheren Versuche, diese Empfindlichkeit quantitativ zu bestimmen, unvollkommen waren, so nahm Lummer mit seinen Breslauer Schülern von neuem das Problem in Angriff. Als Lichtquelle konnte nunmehr der schwarze Körper mit seiner bekannten Energieverteilung gewählt werden; als Vergleichsmethode für die Helligkeit verschiedener Farben diente das von Rood in die Photometrie eingeführte Flimmerprinzip, auf dem ein von Lummer und Pringsheim konstruiertes leicht handliches Photometer beruht. Da man bei der Flimmermethode stets bei beträchtlicher Helligkeit arbeitet und scharf fixiert, so konnte man sicher sein, wirklich auf diese Weise die Empfindlichkeitskurve der Zapfen zu erhalten. Der Verlauf dieser „Zapfenkurve" wurde von mehreren Beobachtern im Breslauer Institute nahezu übereinstimmend gefunden und deckt sich gut mit amerikanischen Messungen, die etwa zur selben Zeit nach der gleichen Methode ausgeführt waren. Das Maximum der bergförmigen Zapfenkurve liegt bei normalen farbentüchtigen Augen im Gelbgrün. Im Gegensatz hierzu zeigte es sich, daß die ganze Empfindlichkeitskurve der Total-Farbenblinden nach kürzeren Wellen im Spektrum verschoben ist. Ihr Maximum liegt im Blaugrün. Sie stimmt, wie die Messungen von Hedwig Bender ergaben, wesentlich mit derjenigen Empfindlichkeitskurve überein, die ein farbentüchtiges Auge bei indirekter Beobachtung aufnimmt, bei der es sich also künstlich zum Stäbchenseher macht. In diesem Ergebnis erblickte Lummer eine Stütze für die schon von A. König geäußerte Ansicht, daß die totale Farbenblindheit auf einem Fehlen der Zapfen auf der Netzhaut beruhe.

Nachdem auf diese Weise, neben den Strahlungsgesetzen, die Farbenempfindlichkeit des Auges erforscht war, war die Grundlage geschaffen um die vorhin ge-

nannten Probleme, nämlich die exakte Temperaturbestimmung leuchtender Substanzen und die wissenschaftliche Behandlung der Lichttechnik erfolgreich in Angriff zu nehmen.

Die Bestimmung der wahren Temperatur einer leuchtenden Substanz fußt bekanntlich auf dem Kirchhoffschen Satze, der die Isochromaten des schwarzen Körpers in die eines beliebigen Strahlers überzuführen gestattet, wenn das Absorptionsvermögen dieses Strahlers bekannt ist. Durch die Kenntnis dieser Isochromaten ist also die Temperaturbestimmung der Substanz auf die Messung ihrer Emission zurückgeführt. Auf dieser Grundlage beruhen die gebräuchlichsten Methoden zur optischen Temperaturbestimmung, die von vielen Forschern ausgebaut worden sind.

Auch hier hat Lummer mit originellen Ideen eingegriffen und Methoden entwickelt, die zum Teil von den Isochromaten der leuchtenden Strahler Gebrauch machten, zum Teil die energetische Gesamtstrahlung oder die mit dem Auge wahrgenommene Gesamthelligkeit zur Temperaturbestimmung heranziehen.

Besonders einfach gestalten sich die Verhältnisse, wenn das Absorptionsvermögen der zu untersuchenden Substanz für alle in Frage kommenden Wellenlängen den gleichen Wert hat, die Substanz also, wie man sagt, „grau" strahlt. Für solche „Graustrahler" hat Lummer eine überaus elegante Form der Isochromatenmethode entwickelt und mit ihrer Hilfe die Temperatur von Kohlefadenglühlampen und die des Kraters der Kohlebogenlampen ermittelt. Bei der auf der Messung der Gesamtstrahlung beruhenden Methode zur Temperaturbestimmung von Glühfäden geht Lummer von der Hypothese aus, daß die gesamte dem Faden zugeführte elektrische Energie in Strahlung umgesetzt wird. Ist daher die gesamte Strahlung der Fadensubstanz als Funktion der Temperatur bekannt, so läßt sich aus der in Watt gemessenen zugeführten Energie unmittelbar die Temperatur berechnen. Schließlich hat Lummer in Gemeinschaft mit Hedwig Kohn noch eine dritte seitdem vielfach verwendete Methode zur Temperaturbestimmung ausgearbeitet, die auf der Beziehung zwischen der photometrischen Gesamthelligkeit und der Temperatur beruht und daher die Empfindlichkeitskurve des Auges wesentlich benötigt. Unter Verwendung dieser Helligkeitskurve konnte Lummer den Temperaturverlauf des Kohlekraters einer Bogenlampe in Abhängigkeit vom Außendruck bestimmen.

Lummer hat die Bedeutung seiner Strahlungsuntersuchungen für die Technik früh erkannt und ihr in zahlreichen Vorträgen, vor allem in der 1903 erschienenen Broschüre „Über die Ziele der Leuchttechnik" anschaulichen Ausdruck gegeben. Im Jahre 1918 erschien eine neue Auflage dieser Broschüre, die sich jedoch in den zwischenliegenden Jahren zu einer umfangreichen Monographie erweitert hatte; denn sie enthält den Niederschlag der zahlreichen Strahlungsarbeiten, die Lummer während seiner Breslauer Tätigkeit teils allein, teils in Gemeinschaft mit seinen Mitarbeitern ausgeführt hat. Die auf wissenschaftlicher Grundlage ruhenden lichttechnischen Erkenntnisse gipfeln in dem Satz, daß die sogenannte „technische Ökonomie" aller Lichtquellen eine obere Grenze besitzt, deren Wert sich aus den Messungen zu etwa 60 Hefner-Kerzen pro 1 Watt ausgestrahlter Energie ergibt. Es ist ohne weiteres klar, daß von einer vollständigen Ausnutzung der ausgestrahlten Energie für die Lichtempfindung, d. h. einer sogenannten „photometrischen Ökonomie" von 100 Proz. bei den gebräuchlichen Lichtquellen, wie etwa den elektrischen Glühlampen, schon deshalb keine Rede sein kann, weil bei ihnen, als Temperaturstrahlern, der größte Teil der Strahlung ins unsichtbare Spektralgebiet fällt. Natürlich werden die Verhältnisse günstiger, wenn mit steigender Temperatur größere Anteile der Strahlung ins Sicht-

bare, im besonderen in das grüngelbe Gebiet maximaler Augenempfindlichkeit hineinrücken. Jedoch ist bei Lichtquellen, die ein kontinuierliches Spektrum emittieren, der Steigerung der „photometrischen Ökonomie" eine relativ niedrige Grenze gesetzt. So wird z. B. bei schwarzer oder grauer Strahlung maximal eine Umsetzung von 16 Proz. erreicht, bei einer Temperatur von etwa 6500° abs. Dieser Grenze, die die Natur bei der Sonnenstrahlung verwirklicht, hat sich Lummer bei seiner „Sonnenlampe", einem Kohlelichtbogen, der bei erhöhtem Drucke brannte, stark genähert.

Der ganze Fragenkomplex der Temperaturbestimmung hoch erhitzter Substanzen und die Untersuchungen über die Ziele und Grenzen der Lichttechnik regten Lummer dazu an, die Strahlungs- und Temperaturverhältnisse des Kraters der Kohlebogenlampe eingehend zu studieren. Hierbei fand er 1913 das wichtige Ergebnis, daß die Temperatur des positiven Kraters mit steigender Belastung zuerst stieg, dann aber von einem bestimmten Wert an konstant blieb, d. h. von der elektrisch zugeführten Wärme unabhängig wurde. Hierin sah Lummer den Beweis dafür, daß die erreichte konstante Temperatur die Verdampfungstemperatur des Kohlenstoffs bei Atmosphärendruck darstellte. Dieses Resultat ist später durch Hedwig Kohn und Margarete Guckel bestätigt worden, die an chemisch reiner Kohle die Unabhängigkeit der Gleichgewichtstemperatur von chemischen und elektrischen Vorgängen im Bogen nachwiesen. Da bekanntlich die Verdampfungstemperatur mit dem Außendruck variiert, so suchte Lummer seine Behauptung, daß hier wirklich die Verdampfung des Kohlenstoffs vorliege, dadurch zu stützen, daß er Temperaturmessungen unter verschiedenen Drucken anstellte. Da stieß er bei Erniedrigung des Druckes bis zu einer halben Atmosphäre auf ein überraschendes, bis dahin nie beobachtetes Phänomen: bei scharfer, stark vergrößernder Projektion zeigt die Krateroberfläche nicht mehr das gewohnte „starre und tote" Aussehen. Vielmehr scheint Leben auf ihr zu entstehen: In einer teichartigen Oberflächenschicht wimmeln kleine sechseckige Teilchen, die Lummer „Fische" nannte, äußerst lebhaft hin und her. Diese „Fische" deutete Lummer als Graphitkriställchen, den Teich aber als eine flüssige nicht abtropfende Kohlenstoffschicht. In diesem Sinne spricht er das ganze Phänomen als den Schmelzprozeß des Kohlenstoffs an. Daß der Vorgang tatsächlich sich am reinen Kohlenstoff abspielt, wurde durch eine große Zahl genauer chemischer Analysen des Schmelzproduktes nachgewiesen.

Begreiflicherweise erregten diese Versuche und ihre Deutung durch Lummer großes Aufsehen in der wissenschaftlichen Welt. Denn die schwere Schmelzbarkeit des Kohlenstoffs war allgemein bekannt und die von dem französischen Chemiker Moissan auf Grund seiner eigenen Versuche aufgestellte These, daß der Kohlenstoff — wenn überhaupt — so nur bei sehr hohen Drucken zu verflüssigen sei, war wohl damals von den meisten Forschern als zutreffend anerkannt. Daher wurden gegen die Deutung des Phänomens als Schmelzerscheinung verschiedentlich Zweifel laut, die vor allem die ungeklärten thermodynamischen Verhältnisse betrafen. In dieser Beziehung haben jedoch Versuche und Überlegungen von Fajans in jüngster Zeit eine wesentliche Aufklärung gebracht, so daß man heute an der Richtigkeit der Lummerschen Deutung wohl kaum noch zweifeln kann.

Dieses ist in seinen Grundzügen Otto Lummers wissenschaftliches Lebenswerk. Was man vor allem an diesem Werk bewundern muß, ist die einheitliche, große Linie, die das Ganze durchzieht. Wir sehen hier einen Geist schaffen, der nicht da und dort Probleme aufgreift; sondern alles ist ineinandergefügt, wie die Glieder einer gewichtigen Kette.

Eine ungewöhnlich schnelle Auffassung und intuitives Erschauen der physikalischen Zusammenhänge ermöglichte es ihm bei seiner wissenschaftlichen Arbeit, die Probleme scharf zu erfassen und zu formulieren. Drang er mit dem ihm eigenen feurigen Temperament in ein neues Gebiet ein, so schweifte sein klarer Blick, von künstlerischer Phantasie getragen, sogleich in große Fernen. Doch wie der echte Künstler, so wußte auch er die Phantasie zu zügeln, wenn er am Werke schuf. Eine meisterliche Experimentierkunst verband sich mit einer seltenen Beobachtungsgabe, deren Aufmerksamkeit auch das Kleinste, scheinbar Unwesentliche, nicht entging. Ein jeder aus der engeren Gemeinschaft derer, die ihm beruflich und menschlich nahetraten, hat, sei es in Gesprächen, sei es in unserem physikalischen Kolloquium, immer wieder die reiche Fülle seiner Anregungen freudig und dankbar empfangen und der zwingenden Kraft seines physikalischen Blickes im stillen gehuldigt! Aber weit über diesen kleinen Kreis der Freunde hinaus reichte die Wirksamkeit seiner Worte und Gedanken. Denn Lummer war nicht nur ein bedeutender Forscher, er war auch ein akademischer Lehrer großen Stiles, der einen besonderen und fesselnden Zauber auf seine Zuhörer ausübte. Dieser Zauber verdankte seine Entstehung zweifellos nicht allein den mannigfaltigen, schönen, ja oft recht unterhaltsamen Experimentaldarbietungen, die man in seinen Vorlesungen und Vorträgen zu sehen und zu hören bekam, sondern er entsprang der seltsam faszinierenden Art, mit der dieser lebendige Geist das Gebäude der Physik vor seinen Schülern aufbaute und es mit den sprühenden Funken seiner Phantasie erhellte. Wie er selbst von hoher Warte herab das Gebiet seiner Wissenschaft überblickte, so besaß er auch die suggestive Kraft, seine Zuhörer zu dieser Warte emporzuführen und sie den Reiz der Fernsicht mitfühlen zu lassen.

Nach den langen Jahren seines Breslauer Wirkens drängte es ihn, die Früchte seiner Lehrtätigkeit zu sammeln und seine Erfahrungen in einem Lehrbuch der gesamten Experimentalphysik niederzulegen. Zu einer Vollendung dieses Werkes ist es leider nicht mehr gekommen. Wir besitzen aus seiner Hand nur die schöne umfassende Bearbeitung seines Lieblingsgebietes, der Optik, die im Rahmen des Lehrbuches von Müller-Pouillet erschienen ist. Als in den letzten Jahren die großen Umwälzungen der Physik eine vollständige Revision des gesamten Materials erforderten, da ergriff er mit Freuden die Gelegenheit, den von ihm selbst verfaßten Teil neu zu bearbeiten, vor allem aber, gemeinsam mit Breslauer Freunden, die Herausgabe des gesamten Werkes zu überwachen. Mit dem Feuer und der unverminderten Tatkraft eines Jugendlichen widmete er sich dieser Aufgabe. Seiner unermüdlichen Arbeitslust ist es zu danken, daß er die Optik noch zu beendigen vermochte. Die Vollendung des Gesamtwerkes hat er jedoch nicht mehr erlebt. Unerwartet ist er im Sommer des vorigen Jahres von uns geschieden, tief betrauert von allen denen, die den Lehrer und den gütigen, stets hilfsbereiten Freund in ihm verloren haben F. Reiche.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Babinetschen Kompensator.

Von J. Ellerbroek und J. Th. Groosmuller.

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut zu Amsterdam. Dir.: Prof. Dr. R. Sissingh.)

§ 1. Viele Autoren haben versucht die Genauigkeit der Messungen mit dem Babinetschen Kompensator zu vergrößern mittels einer sogenannten Halbschattenvorrichtung. Es ist unser Zweck im Folgenden zu zeigen, daß dies ganz überflüssig ist, wenn man ein zunächst zu beschreibendes neues Kennzeichen verwendet zur Bestimmung des Amplitudenverhältnisses. Zur Verwendung dieses Kennzeichens wird eine ganz genaue Einstellung der verschiedenen Teile des Kompensators vorausgesetzt. Auch dazu werden hier neue Merkmale herangeführt.

Zur Analyse elliptisch polarisierten Lichtes, wie es bei Reflexion an einer Metalloberfläche entsteht, werden zuerst die Hauptstellungen der beiden Nicolschen Prismen bestimmt, d. h. die Stellungen, wobei die Polarisationsflächen der Nicols zur Einfallsebene parallel sind. Man läßt dazu das aus dem Polarisator tretende Licht an einer Metallfläche reflektieren und sucht die Stellungen der Nicols, wobei das Licht vom Analysator erlöscht wird. Als Kennzeichen wird dabei der schwarze Streifen verwendet, welcher von Lippich[1]) und Sissingh[2]) theoretisch bzw. experimentell untersucht, und dessen Theorie von einem von uns[3]) ganz strenge entwickelt worden ist. Zweitens soll der erste der beiden Keile des Kompensators so gestellt werden, daß die Hauptschwingungsrichtungen parallel und senkrecht zur Einfallsebene sind. Man verfährt dazu folgendermaßen:

Es seien in Fig. 1 OP bzw. OA die Schwingungsrichtungen des vom Polarisator bzw. Analysator durchgelassenen Lichtes; OO_1 und OE_1 die Hauptschwingungsrichtungen des Keiles.

Nehmen wir jetzt an, daß die Amplitude des aus dem Polarisator tretenden Lichtes $= 1$ ist, so ist die Amplitude des aus dem Analysator tretenden Lichtes:

$$A = \cos\alpha\cos\psi\cos(\tau - \delta_1) + \sin\alpha\sin\psi\cos(\tau - \delta_2).$$

δ_1 und δ_2 sind die Phasenverzögerungen im Keile für die Hauptschwingungsrichtungen.

1) Lippich, Sitzungsberichte Wiener Akademie **85**, 1882.

2) Sissingh, Dissertation Leiden 1885. Archives Néerlandaises **20**, 1886.

3) Groosmuller, Arch. Néerl., Série III^A, T. VIII, 1924.

Zur Berechnung der Intensität I setzen wir:

$$A = A_0\cos(\tau - \varphi).$$

Dann ist:

$$X = A_0\cos\varphi = \cos\alpha\cos\psi\cos\delta_1 + \sin\alpha\sin\psi\cos\delta_2.$$

$$Y = A_0\sin\varphi = \cos\alpha\cos\psi\sin\delta_1 + \sin\alpha\sin\psi\sin\delta_2.$$

$$I = X^2 + Y^2 = \cos^2\alpha\cos^2\psi + \sin^2\alpha\sin^2\psi + {}^1/_2\sin 2\alpha\sin 2\psi\cos(\delta_1 - \delta_2).$$

I wird Null, wenn $\cos(\delta_1 - \delta_2) = \pm 1$ und $\cos(\alpha + \psi) = 0$.

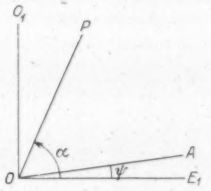


Fig. 1.

Setzt man in der Brennebene der Objektivlinse des Fernrohrs hinter dem Kompensator den Spalt eines Spektroskops, dann nimmt man im Spektrum schwarze Streifen wahr, und zwar sind bei gegebenem α erlöscht:

die Farben, für welche

$\delta_1 - \delta_2 = 2k\pi$, falls $\alpha - \psi = 90^0$,

$\delta_1 - \delta_2 = (2k+1)\pi$, „ $\alpha + \psi = 90^0$.

Zu einem gegebenen α gehören also zwei Richtungen ψ symmetrisch zu den Hauptschwingungsrichtungen des Keiles. Je kleiner α, desto geringer die Differenz zwischen den beiden Werten von ψ. Für $\alpha = 0$ wird $\psi = \pi/2$ für alle Farben. Das ganze Gesichtsfeld soll also dunkel sein.

Es ist dies aber nicht genau der Fall; im Spektrum kommen Strahlen zusammen, welche die Nicols in verschiedenen Richtungen durchlaufen und daher eine etwas verschiedene Polarisationsebene haben. Nehmen wir an, daß die Polarisationsfelder der beiden Nicolschen Prismen „homozentrisch" sind[1]). Die Hauptschnitte der Nicols sollen mit den Hauptschwingungsrichtungen des Keiles zusammenfallen.

1) Obwohl dies nicht immer strenge erfüllt sein kann, wollen wir uns der Einfachheit halber mit dieser angenäherten Erklärung begnügen.

Betrachten wir jetzt Fig. 2, wo $O'P$ und $O''A$ die Hauptschnitte des Polarisators und des Analysators repräsentieren.

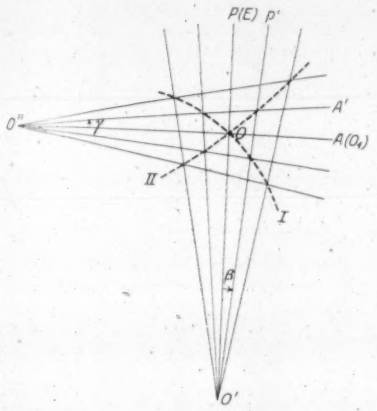


Fig. 2.

Setzt man $\alpha = 90^0 + \beta$, $\psi = \gamma$, so wird, wenn β und γ klein sind:

$$X = -\beta \cos \delta_1 + \gamma \cos \delta_2;$$
$$Y = -\beta \sin \delta_1 + \gamma \sin \delta_2.$$

Das Feld ist dunkel, wo:

$$\delta_1 - \delta_2 = 2k\pi \text{ und } \beta = \gamma;$$

oder:

$$\delta_1 - \delta_2 = (2k+1)\pi \text{ und } \beta = -\gamma.$$

Der Ort der Punkte, wo $\beta = \gamma$, ist eine Kurve (I) durch O, der Ort der Punkte, wo $\beta = -\gamma$, ist eine andere Kurve (II), ebenfalls durch O.

Der Spalt des Spektroskops läßt nur einen Teil des Feldes hindurch. Betrachten wir zwei Lagen des Spaltes, beide parallel zu $O'P$ bzw. rechts und links von O.

In den beiden Lagen nimmt man zwei Systeme von Streifen wahr (Fig. 3). Zwischen beiden Systemen liegt ein Gebiet nahezu konstanter Intensität. Wo die Kurve I den Spalt schneidet, sind die Farben erlöscht, für welche

$$\delta_1 - \delta_2 = 2k\pi.$$

Wo die Kurve II den Spalt schneidet, sind die Farben erlöscht, für welche

$$\delta_1 - \delta_2 = (2k+1)\pi.$$

Stellt man den Spalt in O, so ist die Mitte des Spaltes ganz dunkel und die Helligkeit nimmt beiderseits zu. Streifen treten dann nicht auf.

Dreht man den Polarisator ein wenig nach links, so wird $O'P'$ (Fig. 2) $\perp O''A$ und nimmt man die Erscheinung (Fig. 3 b) wahr; eine kleine Drehung nach rechts führt zur Erscheinung a.

Eine kleine Drehung des Keiles hat dieselben Folgen.

Das Kennzeichen für die richtige Einstellung des ersten Keiles ist also folgendes: Man setze die beiden Nicols in den gekreuzten Stand, bzw. parallel und senkrecht zur Einfallsebene des Metallspiegels; man beobachtet also einen schwarzen Streifen in der Mitte des Kollimatorspaltbildes. Man stelle nun den Keil auf den Lichtweg zwischen den beiden Nicols und drehe denselben bis das Feld so dunkel wie möglich ist. Jetzt stelle man das Spektroskop wie oben angegeben worden ist und drehe den Keil bis das Streifensystem a in das System b übergeht.

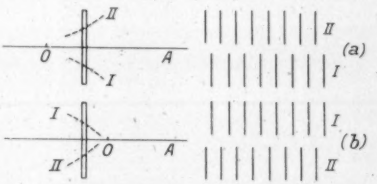


Fig. 3.

§ 2. Zur Erklärung der Erscheinungen, welche zu einem Kennzeichen für die richtige Einstellung des zweiten Keiles führen, nehmen wir zunächst an, daß diese Einstellung erreicht ist und daß also die optischen Achsen der beiden Keile zueinander senkrecht stehen. Nun bringen wir hinter dem Kompensator einen schmalen Spalt an. Jetzt verschieben wir den zweiten Keil so weit, bis die Phasendifferenz der Lichtkomponenten in der Mitte des Spaltes gleich Null wird.

Polarisator und Analysator werden in das Azimut 45^0, bzw. 135^0 zur Einfallsebene gestellt. In der Mitte des Kollimatorspaltbildes nimmt man nun einen schwarzen Streifen wahr, den Spalträndern parallel, welcher sich bei einer geringen Drehung des Analysators nach einem der Spalträndern bewegt. Auch eine Drehung des zweiten Keiles hat eine solche Bewegung zur Folge.

Die beiden Erscheinungen ergeben ein neues Kennzeichen für den gekreuzten Stand der Nicols, somit ein Kennzeichen für die senkrechte Lage der optischen Achsen der Keile.

Die oben erwähnten Erscheinungen können durch folgende Überlegungen erklärt werden.

Das aus dem Polarisator heraustretende, linear polarisierte Licht wird in zwei gleich große, zueinander senkrechte Komponenten zerlegt; die eine dieser Komponenten durchläuft den ersten Keil als ordentlicher, den zweiten Keil als außerordentlicher Strahl.

Wir führen ein:

μ = der Winkel der beiden Keile.

$2b$ = die Breite des hinter dem Kompensator stehenden Spaltes (Kompensatorspalt).

ω und ε = Brechungsverhältnisse des ordentlichen bzw. außerordentlichen Strahles.

Der ordentliche Strahl erhält beim Durchgang durch den ersten Keil eine Ablenkung $(\omega - 1)\mu$, im zweiten Keile eine Ablenkung $(\varepsilon - 1)\mu$ entgegengesetzter Richtung, im ganzen also $(\omega - \varepsilon)\mu = \alpha$. Die andere Komponente durchläuft den ersten Keil als außerordentlicher, den zweiten als ordentlicher Strahl und erhält daher eine Abweichung $= -\alpha$.

Jeder dieser Strahlenbündel würde nach Austritt aus dem Analysator in die Brennebene der Objektivlinse eine Beugungserscheinung nach Fraunhofer veranlassen. Die Zentra der Beugungsfiguren werden nicht zusammenfallen, weil die Bündel einen Winkel 2α einschließen. Die Amplitude der Lichtwirkung des einen Strahlenbündels in einer Richtung, welche einen Winkel Θ mit der Fernrohrachse bildet, wird angegeben durch:

$$\frac{b \sin p}{p}, \quad \text{wo} \quad p = \frac{\pi b (\alpha - \Theta)}{\lambda}.$$

Die Amplitude der Lichtwirkung des anderen Bündels in derselben Richtung ist ebenso:

$$\frac{b \sin q}{q}, \quad \text{wo} \quad q = \frac{\pi b (\alpha + \Theta)}{\lambda}.$$

(Die Amplitude des aus dem Polarisator tretenden Lichtes ist gleich 2 gestellt.) Die beiden Bündel interferieren mit einer Phasendifferenz π, und die Totalintensität wird somit:

$$I = b^2 \left| \frac{\sin p}{p} - \frac{\sin q}{q} \right|^2.$$

Dieser Ausdruck wird $= 0$, wenn $p = q$, also $\Theta = 0$, und ist für andere Werte von Θ von Null verschieden.

Dreht man den Analysator um einen kleinen Winkel ν, so werden die Amplituden

$$\sqrt{2}\cos(45^0 + \nu) \quad \text{und} \quad \sqrt{2}\cos(45^0 - \nu)$$

oder $1 - \nu$ bzw. $1 + \nu$.

Die Intensität wird:

$$I = b^2 \left| (1 - \nu)\frac{\sin p}{p} - (1 + \nu)\frac{\sin q}{q} \right|^2.$$

Wir schreiben:

$$\frac{\sin p}{p} = 1 - \frac{p^2}{6}; \qquad \frac{\sin q}{q} = 1 - \frac{q^2}{6}$$

und finden:

$$I = b^2 \left| 2\nu + \frac{p^2 - q^2}{6} \right|^2.$$

Für $I = 0$ findet man jetzt:

$$2\nu + \frac{p^2 - q^2}{6} = 0 \quad \text{oder} \quad \Theta = -3\nu \frac{\alpha \lambda^2}{\pi^2 b^2}.$$

Der schwarze Streifen steht also nicht mehr in der Mitte des Spaltbildes. Stellen wir die Nicolschen Prismen wieder in die gekreuzte Lage und drehen nun den zweiten Keil, so daß die optischen Achsen der Keile einen Winkel $90^0 + \beta$ bilden; β ist klein.

Die Amplituden der aus dem Kompensator tretenden Lichtbündel sind jetzt

$$\sqrt{2} \cdot \sqrt{1 + \sin 2\beta \cos\delta}$$

und

$$\sqrt{2} \cdot \sqrt{1 - \sin 2\beta \cos\delta},$$

wo δ = der Phasendifferenz der Strahlen in jedem der Keile ist.

Aus dem Analysator treten also Komponenten mit Amplituden:

$$\sqrt{2} \cdot \sqrt{1 + \sin 2\beta \cos\delta} \cdot \cos(45^0 + \beta)$$

und

$$\sqrt{2} \cdot \sqrt{1 - \sin 2\beta \cos\delta} \cdot \cos(45^0 - \beta)$$

oder:

$(1 - \beta)(1 + \beta\cos\delta)$ und $(1 + \beta)(1 - \beta\cos\delta)$.

Dieses Amplitudenverhältnis würde auch entstehen, wenn man, ohne den Keil zu drehen, den Analysator über einen Winkel ν gedreht hätte, so daß

$$\frac{1 + \nu}{1 - \nu} = \frac{(1 - \beta)(1 + \beta\cos\delta)}{(1 + \beta)(1 - \beta\cos\delta)}$$

oder

$$\nu = -\beta(1 - \cos\delta).$$

Eine Drehung des zweiten Keiles kann also eine Verschiebung veranlassen von derselben Größenordnung wie eine Drehung des Analysators.

Wir haben das Verhältnis ν/β gemessen und fanden bei vier Beobachtungsreihen die Werte: 0,98, 1,06, 1,00 und 1,02.

Man kann die oben beschriebenen Erscheinungen ausnutzen zur richtigen Einstellung des

zweiten Keiles und verfährt dann folgendermaßen:

Man stelle den Polarisator und den Analysator in das Azimut 45° bzw. 135°. Man stelle den zweiten Keil so, daß die Phasendifferenz in der Mitte des Kompensatorspaltes $= 0$ wird, und drehe den Keil, bis der schwarze Streifen im Kollimatorspaltbilde gerade in der Mitte dieses Bildes steht. Die Einstellung ist dann richtig.

§ 3. Messungen mit dem Kompensator.

Zur Analyse elliptisch polarisierten Lichtes bestimmt man zuerst die Phasendifferenz, und stellt dazu das Fernrohr ein auf das Bild des Kompensatorspaltes. Man dreht den Analysator und verschiebt den beweglichen Keil des Kompensators, bis in der Mitte des Spaltbildes ein schwarzer Streifen (Kompensatorstreifen) sichtbar wird. Eine Verschiebung des Keiles hat eine Verschiebung dieses Streifens zur Folge, während eine Drehung des Analysators eine Aufhellung des Streifens veranlaßt. Eine Verschiebung des Streifens um 0,01 mm, korrespondierend mit einer Phasendifferenz $= 0{,}003\ \lambda$, läßt sich noch bestimmen.

(In die Brennebene des Objektives wird nach Reeser[1]) auch noch ein Spalt gestellt, welcher das nach wiederholter Reflexion an den Endflächen der Keile ins Fernrohr tretende Licht beseitigt. Der Kompensatorstreifen wird dadurch sehr dunkel und scharf.)

Nachdem also die Phasendifferenz bestimmt worden ist, stellt man das Fernrohr ein auf das Kollimatorspaltbild und dreht den Analysator, bis der Kollimatorstreifen in der Mitte dieses Spaltbildes steht.

Die mittleren Werte zweier Reihen von je 8 Beobachtungen sind nie mehr als 2′ verschieden.

Der Fehler im Azimut der wiederhergestellten Polarisation beträgt also nicht mehr als 2′.

Die beschriebene Methode ist besonders wertvoll, wo es sich um kleine Änderungen des Amplitudenverhältnisses handelt, und ist dazu von dem einen von uns angewandt worden zur Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Metallreflexion[2]).

1) Reeser, Dissertation, Amsterdam 1921. Arch. Néerl., Série III^A, T. VI. 1922.

2) J. Ellerbroek, Dissertation, Amsterdam 1926. Archives Néerlandaises (im Erscheinen begriffen).

(Eingegangen 4. Juni 1926.)

„Über den Austritt von Elektronen aus kalten Metallen".

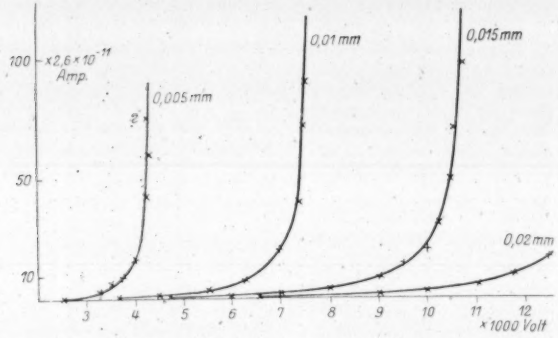
Vorläufige Mitteilung.

Von Franz Rother.

Die Untersuchungen über den Elektrizitätsübergang bei kleinen Elektrodenabständen haben bisher zu keinen eindeutigen Ergebnissen geführt. Es zeigte sich, daß bei sehr kleinen Abständen durch die elektrischen Felder Metallteilchen aus den Elektrodenoberflächen losgerissen wurden, welche die Messungen mehr oder minder beeinflußten. Durch Benutzung eines hochempfindlichen Galvanometers als Strommeßinstrument konnten diese Störungserscheinungen näher studiert werden. Durch weitere Entgasung der Metalle im Hochvakuum mit den besten Hilfsmitteln der Hochvakuumtechnik und besonders durch das Schmelzen der Elektroden unter den gleichen Bedingungen konnten diese Störungserscheinungen weitgehend beseitigt werden, so daß reproduzierbare Entladungscharakteristiken aufgenommen werden konnten. Aus einer sehr großen Zahl so gewonnener Meßreihen sei nachstehend (Figur 1) eine wiedergegeben. Es wurden Felder bis zu 8×10^6 Volt/cm erreicht. Die oben an den Kurven stehenden Zahlen bedeuten die Elektrodenabstände (stumpfe Tantal-Spitze gegen sphärische Fläche) in Millimetern.

Im Zusammenhang mit diesen Untersuchungen wurde der von Lilienfeld beschriebene Aeonaeffekt studiert. Es konnte gezeigt werden, daß der vom Verfasser unter besten Versuchsbedingungen verwirklichte Stromübergang bei kleinen Elektrodenabständen lückenlos in den Aeonaeffekt, von dem bisher keine Charakteristik veröffentlicht ist, übergeführt werden kann. Dabei zeigte sich, daß der von Lilienfeld beschriebene Effekt ebenso wie die früheren Messungen des Verfassers und anderer Forscher aus einer Überlagerung bzw. Zusammenwirkung verschiedener Erscheinungen bestehen. In der nun verwirklichten reinsten Form erfordert auch der Aeonaeffekt viel höhere Felder, als die von Lilienfeld angewendeten. Im reinsten Zustand entspricht er den Versuchsbedingungen, wie sie Lilienfeld bei seinen, als „vergiftet" bezeichneten Elektroden fand.

Sind bei den vorliegenden Untersuchungen die Versuchsbedingungen so, daß die beschriebenen Störungen (auf deren Mannigfaltigkeit hier nicht eingegangen werden kann) nicht restlos beseitigt sind, so können von dem von verschiedenen Forschern beobachteten Stromübergang bei kleinen Elektrodenabständen beliebige Charakteristiken erhalten werden. Unter Umständen kann sogar das Ohmsche und das V^{3}-



Gesetz beobachtet werden. Es läßt sich zeigen, daß hier eine Überlagerung verschiedener Effekte bzw. Störungen vorliegt. Der Effekt in der reinsten Form kann lückenlos in den Aeonaeffekt übergeführt werden, so daß nachweisbare Röntgenstrahlung und das typische blaugraue, polarisierte Brennflecklicht der Aeonastrahlung auftritt. Geht man mit den Feldern noch höher, so kommt man kontinuierlich zum Einsetzen einer Funkenentladung im extremen Vakuum.

Durch Einwirkung eines kräftigen Magneten werden die bei den kleinen Elektrodenabständen übergehenden Ströme beeinflußt. Hieraus, aus der Entstehung von Röntgenstrahlung und aus der Höhe der benötigten Felder kann mit Sicherheit auf einen, durch die Versuchsbedingungen nun in großer Reinheit dargestellten, Elektroneneffekt geschlossen werden.

Literatur.

1) G. Hoffmann, Physik. Zeitschr. 11, 961, 1910; **22**, 422, 1921; **24**, 109, 1923; Zeitschr. f. Phys. **4**, 363, 1921; **31**, 882, 1925.

2) H. Rohmann, Physik. Zeitschr. **21**, 417, u. 699, 1920; Zeitschr. f. Phys. **31**, 311, 1925; **34**, 94, 1925.

3) F. Rother, Physik. Zeitschr. **12**, 671, 1911; **23**, 423, 1922; Ann. d. Phys. **44**, 1238, 1914; Ber. d. sächs. Ges. d. Wissensch. **65**, 214, 1913.

4) J. E. Lilienfeld, Ber. d. sächs. Ges. d. Wiss. **72**, 31, 1920; Physik. Zeitschr. **23**, 506, 1922; Zeitschr. f. Phys. **15**, 46, 1923.

5) W. Schottky, Zeitschr. f. Phys. **14**, 83, 1923.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 12. Juni 1926.)

Die Größe des luftelektrischen Konvektionsstromes.

Von Wilhelm Schmidt.

E. v. Schweidler hat[1]) den Betrag des „Ebertschen" Konvektionsstromes auf Grund der Austauschtheorie ermittelt. Über Aufforderung gebe ich hier eine Neuberechnung wieder[2]), die auch den neueren Ergebnissen über die Abhängigkeit der Größe des Austausches von der Höhe z über dem Boden gerecht wird und keine besondere Annahme über das senkrechte Gefälle der Ladungsdichte verlangt. Diese letztere sei mit σ bezeichnet, die Dichte des aufwärtsgerichteten Konvektionsstromes mit $\mathfrak{S}$; dann gilt:

$$\mathfrak{S} = -\frac{A}{\varrho}\cdot\frac{d\sigma}{dz} \qquad (\varrho = \text{Luftdichte}). \qquad (1)$$

Beobachtungen haben ergeben, daß die Abhängigkeit des A, der „Größe des Austausches", von der Erhebung über den Boden am besten dargestellt wird durch

$$A(z) = A(1)\cdot z^{\gamma}, \quad (A(1) \text{ in der Höhe } z = 1). \qquad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt

$$\sigma(z) = -\gamma\cdot\varrho\cdot\mathfrak{S}\cdot z^{\gamma}/A(1) + C.$$

Betrachten wir nun eine Schicht bis zur Höhe Z über dem Boden, so ergibt sich leicht:

$$\sigma(z) = \sigma(Z) + \gamma\cdot\varrho\cdot\mathfrak{S}\cdot(Z^{\gamma} - z^{\gamma})/A(1).$$

Die mittlere Raumladungsdichte der ganzen Schicht wird:

$$\bar{\sigma} = \int_0^Z \sigma\,dz/Z = \sigma(Z) + \frac{\gamma}{\gamma+1}\cdot\varrho\cdot\mathfrak{S}\cdot Z^{\gamma}/A(1)$$

und mit Berücksichtigung von (2):

$$= \sigma(Z) + \frac{\gamma}{\gamma+1}\cdot\varrho\cdot\mathfrak{S}\cdot Z/A(Z)$$

1) Über die Aufrechterhaltung der negativen Erdladung usw. Ann. d. Phys. (4), **63**, 727, 1920.

2) W. Schmidt, Der Massenaustausch in der freien Luft usw., Hamburg 1925.

schließlich:

$$\mathfrak{E} = (\bar{\sigma} - \sigma(Z)) \cdot \frac{8}{7} \cdot \frac{1}{\varrho} \cdot A(Z)/Z.$$

Wir vergrößern die rechte Seite sicher, wenn wir $\sigma(Z) = 0$ setzen, also wird

$$\mathfrak{E} < \bar{\sigma} \cdot \frac{8}{7} \cdot \frac{1}{\varrho} \cdot A(Z)/Z. \qquad (3)$$

Darin sind nun auf Grund der Beobachtungen bestimmte Zahlenwerte einzusetzen. Z sei $= 1{,}5 \cdot 10^5$ cm angenommen. Ballonbeobachtungen weisen in der Schicht bis dorthinauf auf $\bar{\sigma} = 1{,}3 \cdot 10^{-9}$ stat. Einh.; unter mittleren Bedingungen (Temperatur der Luft am Boden 10,6° C, Barometerstand 762 mm Hg) wird

$$\varrho = 1{,}145 \cdot 10^{-3};$$

$A(Z)$ hat im Mittel einen eher unter 100 Einheiten liegenden Wert. Aus (3) folgt dann:

$$\mathfrak{E} < 0{,}87 \cdot 10^{-9} \text{ stat. Einh./cm}^2\text{sec.}$$

Der Ebertsche Konvektionsstrom ist also nach dieser schärferen Neuberechnung im Mittel bestimmt nicht größer als der achthundertste Teil des anzunehmenden mittleren Leitungsstromes (rund $7 \cdot 10^{-7}$).

Wien, Hochschule für Bodenkultur, Lehrkanzel für Meteorologie.

(Eingegangen 21. April 1926.)

ZUSAMMENFASSENDE BERICHTE.

Besorgt von R. Seeliger.

Die diskontinuierlichen Entladungen.

Von Giorgio Valle.

I. Einleitung.

§ 1. Vorbemerkungen. Die in einer Entladungsröhre vor sich gehende Elektrizitätsentladung kann unter besonderen Verhältnissen bei konstanter elektromotorischer Kraft oder bei konstanter Elektrizitätszufuhr zeitlich periodische Veränderungen aufweisen; sie heißt dann diskontinuierlich.

Dieser Vorgang darf nicht mit einer Entladungsschwingung verwechselt werden, da eine solche nur dann auftreten kann, wenn die Entladungsstrecke einem schwingungsfähigen Stromkreise angehört. Es entsteht dann unter Umständen eine periodische elektromotorische Kraft bestimmter Frequenz, welche sich zu der konstanten elektromotorischen Kraft der Stromquelle addiert und die Entladung schon deshalb zeitlich veränderlich macht. Wenn dabei das Bestehen einer elektrischen Gasentladung als notwendig für das Auftreten der Schwingung anzusehen ist und diese Entladung überdies noch bestimmte Eigenschaften besitzen muß, damit die Schwingung wirklich zustande komme, so ist die Hauptursache der Erscheinung jedoch immer darin zu suchen, daß im Stromkreise Wechselströme bestimmter Perioden entstehen können.

Die Hauptursache des Auftretens disk. Entl. liegt im Gegenteile ausschließlich in der Eigenschaft, welche eine leuchtende Gasentladung besitzt, sich bei einer Elektrodenspannung zu zünden (Zündspannung), die höher ist als diejenige, bei welcher sie unbedingt erlöschen muß (Löschspannung). Damit ist zugleich gesagt, daß das Auftreten disk. Entl. eine allgemeine Eigenschaft des selbständigen Elektrizitätsdurchganges durch Gase ist und daß dieser Vorgang in erster Linie von den besonderen Verhältnissen in der vom Strome durchflossenen Gasstrecke abhängt. Die Art und Weise, wie an den Elektroden der Entladungsröhre der Strom zugeführt wird, muß selbstverständlich auch bei disk. Entl. auf den Vorgang ihre Wirkung ausüben und es hängt letzten Endes davon ab, ob überhaupt dieser Vorgang bestehen kann oder nicht. Trotzdem sind die Verhältnisse hier denen bei Entladungsschwingungen entgegengesetzt; die zeitlich periodische Veränderung ist bei Schwingungen durch elektromagnetische Vorgänge im Stromkreise verursacht; bei disk. Entl. dagegen durch jene eigentümlichen Prozesse, welche mit der Ionenkonvektion und mit der Ionisierung durch Ionenstoß in der Gasstrecke zusammenhängen.

Darum ist auch das Studium der disk. Entl. viel geeigneter als dasjenige der Entladungsschwingungen, uns wesentliche Aufschlüsse über die Einzelheiten der zuletzt genannten Prozesse zu verschaffen. Dieser Umstand ist nicht immer genügend berücksichtigt worden; das mag auch vielleicht verursacht haben, daß die in Rede stehende Erscheinung in ihren Einzelheiten wenig bekannt ist. Von älteren Berichten von G. Wiedemann (82) und A. Winkelmann (85) abgesehen, sind die disk. Entl. bis

jetzt nur im Marxschen Handbuch der Radiologie von E. Gehrcke (11) behandelt worden, aber auch dort sehr unvollständig.

Disk. Entl. sind auch manchmal tatsächlich mit Schwingungen verwechselt worden (§ 15), offenbar infolge der zwischen beiden Vorgängen trotz der prinzipiellen Verschiedenheit sich ergebenden Berührungspunkte. Diese Verwechslung hat erstens dazu geführt, daß auf disk. Entl. Bedingungen übertragen worden sind, welche nur für reine Schwingungen ohne Bedenken hätten angewendet werden dürfen (§ 7). Zweitens ist dadurch eine zweideutige Nomenklatur entstanden, welche für das richtige Verständnis der Spezialliteratur hinderlich ist und unbedingt beseitigt werden muß (§ 10 u. § 15).

Oft ist auch der Umstand vernachlässigt worden, daß eine Untersuchung über disk. Entl. die Erforschung der charakteristischen Eigenschaften des Elektrizitätsdurchganges in Gasen in erster Linie zum Zwecke haben muß. Zu diesem Behufe hätte stets die Art der Stromzuführung an den Elektroden die denkbar einfachste sein sollen, um den Einfluß des äußeren Stromkreises auf ein Minimum zu reduzieren und die untersuchte Entladungserscheinung in der reinsten Form zu erhalten. Durch Anwendung von Leiterstücken mit beträchtlicher Selbstinduktion (A. Righi (48)), durch Vorschalten von Funkenstrecken (J. Würschmidt (86, 87)), ja selbst durch Benützung von Entladungsröhren mit Kapillarverengungen oder mit sonstigen Anomalien (R. Reiger (36), J. Würschmidt (86, 87)) konnte eine allgemeine Kenntnis der Vorgänge bei disk. Entl. sicher nicht erreicht werden. Die auf diese Weise erzielten, manchmal jedenfalls sehr wertvollen, aber stets verwickelten und oft einander widersprechenden Resultate können erst mit Hilfe der unter den einfachsten Versuchsbedingungen gewonnenen Erfahrungen über die reine Erscheinung richtig beurteilt werden. Selbst das gelingt jedoch nicht immer.

§ 2. Allgemeines über diskontinuierliche Entladungen. Die Funktion der Entladungsstrecke im Stromkreise ist eine zweifache. Zuerst stellt sie einen zeitlich und mit der Elektrodenspannung nach verwickelten Gesetzen veränderlichen Widerstand dar. Zweitens ist das von den Elektroden, dem Gase und den Glaswänden gebildete System ein Kondensator, dessen Kapazität eigentlich in noch unbekannter Weise von den elektrischen Verhältnissen im Gase (hauptsächlich von der Verteilung der Raumladungen) abhängen muß, aber in erster Annäherung als konstant angesehen werden darf (J. Würschmidt (86, 88)). Die Selbstinduktion in der vom Strome durchlaufenen Gasstrecke ist zu gering, um in Betracht zu kommen[1]). Die Entladungsstrecke ist somit wie ein nach den erwähnten komplizierten Gesetzen veränderlicher induktionsfreier Widerstand zu behandeln, dem eine bestimmte Kapazität durch widerstandslose Drähte parallel geschaltet ist.

An den Elektroden einer solchen Vorrichtung kann Strom zugeführt werden nach irgendeinem Gesetze. Die einfachsten Bedingungen für das Auftreten disk. Entl. können aber nur dadurch erzielt werden, daß die Entladungsstrecke mit der Gleichstromquelle entweder durch einen selbstinduktionslosen Widerstand oder durch eine einen Sättigungsstrom liefernde Glühkathodenröhre verbunden wird. Im ersten Falle wirkt im Stromkreise eine konstante elektromotorische Kraft (diejenige der Gleichstromquelle), im zweiten Falle ergibt sich eine zeitlich konstante Elektrizitätszufuhr an den Elektroden, welche der Stromstärke des erzeugten Sättigungsstromes entspricht.

Die disk. Entl. entsteht in beiden Fällen auf folgende Weise: Beim Stromschluß ladet sich die Kapazität zuerst auf, bis die Elektrodenspannung den Wert der Zündspannung der in Betracht kommenden Entladungsform erreicht und dieselbe einsetzen kann. Dadurch verändern sich die Verhältnisse im Stromkreise bedeutend, weil der Widerstand der Entladungsstrecke rasch abnehmen muß. Bei einer mäßigen Elektrizitätszufuhr an den Elektroden nimmt dann auch die Elektrodenspannung stark ab und es muß, wenn dieselbe unter den Wert der Minimalspannung herabgesunken ist, die Entladung erlöschen. Die Elektrodenspannung kann infolgedessen wiederum normalerweise bis zum Einsetzen einer neuen Partialentladung ansteigen, wodurch das Weiterbestehen des diskontinuierlichen Vorganges ermöglicht wird. Die Elektrodenspannung schwingt dabei zwischen dem Werte der Minimalspannung und demjenigen der Zündspannung beständig hin und her; der Zustand der Entladungsstrecke ist einem während einer beliebig langen Zeit ununterbrochen sich wiederholenden irreversiblen Kreisprozesse unterzogen.

Die Periode eines solchen Prozesses ist von dem Werte der Kapazität der Entladungsröhre abhängig. Bei Verwendung eines Ohmschen Vorschaltwiderstandes kommen außerdem als charakteristische, von den Eigenschaften des äußeren Stromkreises abhängigen Bestimmungsparameter der Betrag R dieses Widerstandes und die elektromotorische Kraft E der Strom-

1) Die von J. Herweg (18) eingeführte „scheinbare Selbstinduktion" einer Entladungsröhre (§ 15) steht damit in keiner Beziehung.

quelle in Betracht. Bei Verwendung einer Glühkathodenröhre tritt an die Stelle dieser zwei Größen einfach die Stärke i des erzeugten Sättigungsstromes als einziger aber völlig ausreichender Bestimmungsparameter auf (§ 5).

3. Ältere Arbeiten über diskontinuierliche Entladungen. Die am Ende des vorigen Paragraphen erwähnte Abhängigkeit der Periode von dem Werte des Vorschaltwiderstandes war schon J. P. Gassiot (8, 9), dem Entdecker der hier in Rede stehenden Erscheinungen, qualitativ bekannt. Mit Hilfe eines rotierenden Spiegels konnte nämlich Gassiot im Jahre 1860 den Nachweis erbringen, daß die scheinbar gleichmäßig in einem verdünnten Gase vor sich gehende Entladung einer Hochspannungsbatterie in Wirklichkeit aus einer Reihe aufeinanderfolgender Partialentladungen bestand. Gassiots Entdeckung kam damals nicht überraschend, weil sie mit den zu jener Zeit herrschenden theoretischen Ansichten über die ausnahmslos disruptive Natur der Gasentladungen im Einklang stand.

Die Frequenz der Gassiotschen Entladung nahm mit Verminderung des Widerstandes rasch zu. Bei kleinerem Widerstande konnte infolgedessen die Diskontinuität der Entladung mit dem rotierenden Spiegel nicht mehr nachgewiesen werden; daß trotzdem diese Entladung als diskontinuierlich angesehen werden durfte, glaubte man damals allgemein (W. Spottiswoode u. S. F. Moulton (57), Warren de la Rue u. H. Müller (75—77), G. Wiedemann (82), G. Wiedemann u. R. Rühlmann (84)).

Diese Ansicht ist erst im Jahre 1879 von W. Hittorf (19) widerlegt worden. Er konnte nämlich immer einen kritischen Wert des Vorschaltwiderstandes mit genügender Schärfe auffinden, dessen Unterschreitung die früher noch unzweifelhaft disk. Entl. plötzlich in eine neue Form überführte, die im rotierenden Spiegel, auch bei großer Rotationsgeschwindigkeit, sich als kontinuierlich erwies. Den Beweis der Existenz dieses Überganges und folglich des Vorhandenseins einer neuen, von der Gassiotschen Entladung verschiedenen Batterieentladung gewann Hittorf dadurch sehr leicht, daß er einen Kondensator der Entladungsstrecke parallel schaltete. Die künstliche Erhöhung der Kapazität der Entladungsröhre hatte auf den Übergangswert des Vorschaltwiderstandes nur eine verhältnismäßig kleine Wirkung (§ 5); die Frequenz der disk. Entl. nahm aber gleichzeitig so bedeutend ab, daß der Übergang zur stetigen Entladung durch eine sehr auffallende Veränderung des Gesamtbildes im rotierenden Spiegel gekennzeichnet war. Auch der vom parallelgeschalteten Kondensator emittierte Ton hörte beim Übergange zur stetigen Entladung plötzlich auf, während bis dahin ein noch lange nicht der Hörbarkeitsgrenze benachbarter Ton zu vernehmen war. Der von Hittorf benutzte Kondensator behielt nach dem Übergange zur neuen Entladungsform seine Ladung bei; das konnte ebenfalls als ein Beweis der nach Hittorf unzweifelhaft bestehenden Stetigkeit dieser Entladungsform angesehen werden.

Die in den unmittelbar darauffolgenden Jahren veröffentlichten Arbeiten verschiedener Forscher befaßten sich trotzdem fast ausschließlich mit der Diskussion und der Widerlegung der von Hittorf ausgesprochenen Ansicht, welche mit der damals angenommenen Theorie der Entladungen unvereinbar war. Es sind hier die Arbeiten von G. Goldstein (13), E. Wiedemann (78, 79), E. Wiedemann u. G. C. Schmidt (81) in erster Linie zu nennen. Keine neue Tatsache konnte aber dadurch ans Licht gebracht werden, welche gegen die Ergebnisse Hittorfs hätte gelten können. Diese Polemik hat nun bloß historisches Interesse, denn die so sehr bestrittene Frage über die Stetigkeit der bei kleinem Widerstande vor sich gehenden Batterieentladung war schon 1883 durch eine sorgfältige systematische Experimentaluntersuchung von H. Hertz (17) im Sinne der Hittorfschen Ansichten endgültig erledigt worden. Heute ist überdies das Auftreten kontinuierlicher Glimmentladungen durch die Ionentheorie restlos erklärt. Darauf folgende Arbeiten von M. Cantor (25) und hauptsächlich diejenigen von O. Lehmann (24—29), welcher noch immer die Diskontinuität aller Gasentladungen als sichergestellt ansehen wollte, sind nur der Vollständigkeit wegen hier zu nennen. Tatsächlich wußte man anfangs des neuen Jahrhunderts über disk. Entl. fast ebensoviel als aus den Abhandlungen Hittorfs (19, 20) zu entnehmen war.

Wenn man bloß die Erscheinungen in Betracht ziehen will, welche, wie bei Hittorf, durch Anwendung eines selbstinduktionslosen Stromkreises mit veränderlichem Widerstande und parallelgeschaltetem Kondensator erzeugt werden können, so kann wohl gesagt werden, daß auch die 1902 von A. Righi veröffentlichte Experimentaluntersuchung „über die akustischen Erscheinungen bei Kondensatoren" (47. 48) nichts wesentlich Neues in bezug auf unseren Gegenstand ans Licht gebracht hat. Neu war hingegen die von Righi (48) ausgebaute annähernde Theorie der disk. Entl., welche später G. Valle (64) erweiterte und die in ihrer neuen Form im § 5 zusammengefaßt ist.

Ein besonderes Interesse verdient außerdem die von Righi bei seinen Versuchen beobachtete Tatsache, daß disk. Entl. auch dann in derselben Weise und mit denselben Eigenschaften erzeugt werden können, wenn eine durch Metalldämpfe leitend gemachte Flamme die Entladungsröhre ersetzt.

Wenn verhältnismäßig starke Selbstinduktionen im Stromkreise eingeschaltet waren, beobachtete Righi eine sehr verwickelte und nicht allgemein präzisierbare Abhängigkeit der Frequenz von der Selbstinduktion und von den übrigen Konstanten des Stromkreises. Daß diese Erscheinungen fast immer durch das Auftreten gedämpfter Entladungsschwingungen (§ 15) bewirkt waren, ergibt sich ohne weiteres aus der Form der von Righi mit der Braunschen Röhre aufgenommenen Entladungsstromkurven. Mit der hier erwähnten Arbeit Righis kann die erste Periode der Studien über disk. Entl. als abgeschlossen betrachtet werden.

II. Elementare Theorie der diskontinuierlichen Entladungen.

§ 4. Die Entladungsgattungen und ihre Charakteristiken. In einer bestimmten, durch Elektroden-Material, -Form und -Lage, Gasart, Gasdruck und Temperatur charakterisierten Entladungsröhre sind im allgemeinen verschiedene Entladungsgattungen oder -arten als zeitlich konstante (kontinuierliche) Vorgänge möglich. Dabei kommen zuerst drei Hauptarten der selbständigen Entladung in Betracht: die Townsend-Entladung, die Glimmentladung und die Bogenentladung. Valle (64) unterscheidet jedoch selbst im Gebiete der Glimmentladung mehrere Entladungsgattungen je nach der Verteilung der leuchtenden Ionisierungspartien im Raume zwischen den Elektroden. Die Glimmentladung mit dunklem Rumpfe und diejenige mit einer ungeschichteten oder einer geschichteten positiven Säule sind, nach Valle, als verschiedene Entladungsgattungen anzusehen. Letztere ist sogar jedesmal als eine neue Entladungsgattung zu betrachten, wenn bei wachsender Stromstärke die Schichtenzahl sich um eins erhöht (70). Versuche, wovon später die Rede sein wird (§ 16), haben die Richtigkeit dieser letzten Annahme bewiesen. Die Tatsache, daß der Potentialverlauf im Glimmstrom durch die Raumladungsverteilung längs der Achse bedingt ist, steht übrigens damit in vollem Einklange. Der Vollständigkeit wegen muß auch die Entladung, welche bei geringer Elektrodenspannung vor dem Einsetzen der leuchtenden Entladung mit einer fast verschwindenden Stromstärke besteht, als eine besondere Entladungsgattung angesehen werden. Wir werden sie im folgenden kurz als dunkle Entladung bezeichnen.

Jede Entladungsgattung besitzt eine besondere statische Charakteristik. Als statische Charakteristik ist ausschließlich diejenige Beziehung $I = I(V)$ zu verstehen (Valle, (65, 66)), welche zwischen der Elektrodenspannung V und der Entladungsstromstärke I besteht, wenn die eine dieser Größen so langsam (unendlich langsam) verändert wird, daß nur Gleichgewichtszustände nacheinander durchlaufen werden können. Wenn man die graphische Darstellung ins Auge faßt, so kann die statische Charakteristik auch als die Grenzkurve definiert werden, welcher die dynamische Charakteristik (s. weiter unten) bei unendlich langsam werdenden Veränderungen von V oder I sich nähert. Oft ist es bequemer, anstatt I die Leitfähigkeit λ der Entladungsstrecke, eine eigentlich nur durch die Gleichung

$$\lambda = \frac{I}{V} = \frac{I(V)}{V} = \lambda(V)$$

definierte Größe als Zustandsfunktion einzuführen.

Der Begriff der statischen Charakteristik gestattet uns eine allgemeine Definition der Entladungsgattungen anzugeben. Als besondere Entladungsgattung oder -art soll jeder Entladungsvorgang angesehen werden, dem ein bestimmter, zwischen zwei Grenzpunkten ununterbrochen verlaufender Kurvenstück als statische Charakteristik entspricht. Von zwei in einer Röhre möglichen Entladungsarten werden wir immer diejenige als die stärkere bezeichnen, deren statische Charakteristik eine größere Gasleitfähigkeit zu erkennen gibt. Die schwächste Entladungsgattung, die dunkle Entladung, besitzt insoweit eine statische Charakteristik, als auch bei den kleinsten Elektrodenspannungen stets eine schwache unselbständige Strömung infolge der von der durchdringenden Strahlung besorgten Ionisierung in einem Gase besteht. In den Fig. 3 (S. 485) und 4 (S. 487) ist der Einfachheit halber die entsprechende sehr kleine Stromstärke gleich Null gesetzt. Infolgedessen spielt die Ordinatenachse die Rolle der statischen Charakteristik der dunklen Entladung, und zwar vom Ursprunge ausgehend bis zu demjenigen Werte A_0 der Elektrodenspannung, welcher das Einsetzen einer, auch nur vorübergehend bestehenden leuchtenden Entladung ermöglicht (Zündspannung der leuchtenden Entladung).

Auch jede statische Charakteristik der stärkeren Entladungsarten besitzt zwei Grenzpunkte, von denen der erste (Elektrodenspannung $= M$)

einer kleineren, der zweite (Elektrodenspannung $= A$) einer größeren Entladungsstromstärke entspricht. A stellt die Spannung dar, welche statisch (d. h. sehr langsam) erreicht werden muß, damit bei kontinuierlichem Bestehen der entsprechenden Entladungsart das plötzliche, auch nur vorübergehende Auftreten einer stärkeren Entladungsart möglich werde. Diese Spannung A bezeichnen wir darum als statische Zünd- oder Anfangsspannung der eben einsetzenden stärkeren Entladungsarten. So gilt A_0 (oberer Grenzpunkt der statischen Charakteristik der dunklen Entladung) als Zündspannung der leuchtenden Entladung überhaupt. Diese Definition entspricht derjenigen, welche E. Mauz u. R. Seeliger (30) für diese Größe gegeben haben. M stellt diejenige Spannung dar, bei welcher die in Betracht gezogene kontinuierliche Entladungsart bei statisch abnehmender Stromstärke als stabiler Vorgang nicht mehr bestehen kann und unbedingt in eine schwächere, auch nur vorübergehend auftretende Entladungsart übergehen muß. Die Spannung M soll darum zweckmäßig als statische Löschspannung der betrachteten Entladungsart bezeichnet werden. Sie entspricht der kleinsten Stromstärke, bei welcher die theoretischen Bedingungen für das stationäre Auftreten einer besonderen Entladungsart eben noch erfüllt sind. Sie darf demzufolge mit einer Minimalspannung nicht verwechselt und bei fallender statischer Charakteristik überhaupt nicht mit diesem Namen bezeichnet werden.

Nach den hier gegebenen Definitionen liegt die statische Zündspannung einer bestimmten Entladungsart auf der statischen Charakteristik einer schwächeren Entladungsart; ihre statische Löschspannung liegt dagegen auf der eigenen statischen Charakteristik. Der statischen Zündspannung entspricht darum gewöhnlich eine kleinere Entladungsstromstärke als der Löschspannung. Die betrachtete Entladungsart kann im Zwischengebiete der Stromstärke nur als veränderlicher Vorgang (Partialentladung) bei rasch sich abspielenden Prozessen auftreten. Sie durchläuft dann eine Charakteristik, welche von der statischen verschieden ist und als dynamische Charakteristik zweckmäßig bezeichnet wird. Die Zünd- und die Löschspannung sind dann auch von den entsprechenden statischen Werten verschieden und zusammen mit der dynamischen Charakteristik von der Art und der Raschheit des Prozesses abhängig.

§ 5. Elementare Theorie der diskontinuierlichen Entladungen. Die dynamischen Charakteristiken zweier Entladungsgattungen können Teile besitzen, welche demselben Gebiete der Elektrodenspannung angehören. Die Entladungsstromstärken, die einem und demselben Werte der Elektrodenspannung entsprechen, sind dann verschieden. Bei disk. Entl. tritt diese Tatsache dadurch hervor, daß während eines Teiles der Periode (Ladungsperiode τ_1) die eine Entladungsgattung besteht und die Spannung bis zur dynamischen Zündspannung einer anderen Entladungsgattung ansteigt; in dem nächstfolgenden Teile der Periode (Entladungsperiode τ_2) hingegen diese zweite Entladungsgattung besteht. Hier nimmt die Spannung wiederum ab, bis die entsprechende dynamische Löschspannung erreicht ist. Die dynamische Charakteristik dieses irreversiblen Kreisprozesses gehört somit während der Ladungsperiode der einen, während der Entladungsperiode der anderen Entladungsgattung an und kann durch eine geschlossene Kurve ($A' \S M' V' A'$, Fig. 3) dargestellt werden. Die Richtung des Prozesses ist dadurch gegeben, daß die

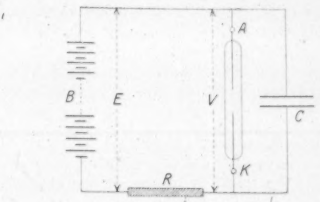


Fig. 1.

Spannung bei der schwächeren Entladungsgattung ansteigt. Gewöhnlich ist diese letzte Entladungsgattung einfach die dunkle Entladung; das geschieht jedoch nicht immer (§ 16). Darum wird in der elementaren Theorie von Valle (64) auch der allgemeine Fall behandelt, daß zwei nicht näher präzisierte Entladungsgattungen am Vorgange teilnehmen.

Der dabei vorausgesetzte einfache Stromkreis ist in der Fig. 1 dargestellt. Das Schaltungsschema entspricht den im § 2 angeführten Kriterien. Die Kapazität der Entladungsröhre ist durch einen mit widerstandslosen Leitungen parallelgeschalteten Kondensator ersetzt, dem selbstverständlich noch die eventuell bei den Versuchen verwendete Zusatzkapazität hinzuzufügen ist (Gesamtkapazität $= C$). Bedeuten $\lambda_1 (V)$ die Leitfähigkeit der Entladungsstrecke in der Ladungsperiode τ_1, $\lambda_2 (V)$ diejenige in der Entladungsperiode τ_2, A und M die Zünd- bzw. Löschspannung der stärkeren (während der Entladungsperiode bestehenden) Entladungsgattung, so ergibt sich aus den elementaren elektrodynamischen Ansätzen für die Gesamtperiode des diskontinuierlichen Vorganges:

$$\tau = \tau_1 + \tau_2 = -CR\left\{\int_M^A \frac{dV}{R\lambda_1(V)V-(E-V)} + \int_M^A \frac{dV}{R\lambda_2(V)V-(E-V)}\right\}.$$

Dabei sind im allgemeinen A und M, λ_1 und λ_2 von der Raschheit der Spannungsänderung, also implizite, von den elektrischen Konstanten des Stromkreises: E, R und C abhängig. Vor allem sind aber λ_1 und λ_2 unbekannte Funktionen von V. Das macht die Ausführung der Integration unmöglich.

Um trotzdem eine wenigstens die Hauptzüge der Erscheinungen wiedergebende Theorie zu gewinnen, macht Valle (64) die von der Righischen etwas verschiedene Annahme, daß die Funktionen $\lambda_1(V)$ und $\lambda_2(V)$ durch zwei von der Integrationsvariable unabhängige, aber ähnlich wie M und A immer noch mit E, R und C veränderliche zeitliche Mittelwerte, λ_1 und λ_2 ($\lambda_2 > \lambda_1$), über die entsprechenden Teilperioden ersetzbar seien. Dann kann die Integration sofort ausgeführt werden. Man bekommt:

$$\tau_1 = -\frac{CR}{R\lambda_1+1}\ln\frac{A(R\lambda_1+1)-E}{M(R\lambda_1+1)-E}, \quad (1)$$

$$\tau_2 = \frac{CR}{R\lambda_2+1}\ln\frac{A(R\lambda_2+1)-E}{M(R\lambda_2+1)-E}, \quad (2)$$

$$\tau = \tau_1 + \tau_2, \quad f = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1+\tau_2}. \quad (3)$$

Damit die Diskontinuität wirklich zustande komme, muß dann

$$E > A\cdot\frac{M\lambda_2 - M\lambda_1}{M\lambda_2 - A\lambda_1} \quad (4)$$

gewählt werden und der benützte Vorschaltwiderstand der Ungleichung

$$\frac{E-A}{A\lambda_1} > R > \frac{E-M}{M\lambda_2} \quad (5)$$

genügen.

Die Annahme von Valle hat gegenüber derjenigen von Righi (λ_1 und λ_2, sowie A und M von E, R und C ganz unabhängig) den Vorteil, daß die gefundenen Formeln für jede Frequenz f prinzipiell gelten können, wenn man sich nur jedesmal dafür Werte für A, M, λ_1 und λ_2 eingesetzt denkt, die der bei der vorhandenen Frequenz bestehenden dynamischen Charakteristik entsprechen. Konstante Parameter zur Charakterisierung der beiden am Vorgange beteiligten Entladungsgattungen hatte auch, nach Righi, H. A. Perkins (35) benützt und dabei Formeln erhalten, welche den Formeln (1) und (2) entsprechen. Nun bezweckte Perkins, ähnlich wie Righi, einfach, den Mechanismus des periodischen Vorganges mathematisch annähernd zu beschreiben. Valle wollte im Gegenteil das ganze Diskontinuitätsgebiet durch seine Formeln beherrschen; was nur durch die Annahme einer Abhängigkeit der genannten Parameter von den Stromkreiskonstanten geschehen durfte.

Nur um eine bloß qualitative Übersicht der Erscheinungen zu geben, wollen wir einstweilen vorübergehend von der Veränderlichkeit der Größen A, M, λ_1 und λ_2 mit der Frequenz absehen. Dann ergibt sich zuerst der Satz (welcher jedoch auch allgemein gilt (§ 6), wenn nur C nicht allzu klein ist), daß die Kapazität C

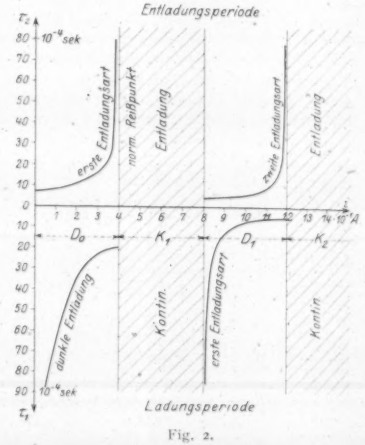


Fig. 2.

keinen Einfluß auf die Lage und die Ausdehnung der Diskontinuitätsgebiete ausübt. Bei künstlicher Erhöhung der Kapazität müssen infolgedessen die in einer Röhre einmal möglichen Diskontinuitäten (D_0, D_1, ...), der Theorie nach, noch weiter unter denselben Bedingungen bestehen. Eine quantitative Konsequenz unserer vorübergehenden Annahme, welche dagegen nicht allgemein gelten kann, ist die Proportionalität der Frequenz f mit der Kapazität, die aus den Formeln (1), (2) und (3) für konstante Entladungsröhrenparameter sich ergibt.

Das für $C = 0{,}001$ M.F. berechnete Diagramm der Fig. 2 dürfte nämlich nach den Formeln (1) u. (2) bei entsprechender mit C proportionaler Veränderung der Ordinateneinheit und Beibehaltung der Abszisseneinheit, auch für jede andere Kapazität C gültig sein. Das ist in Wirklichkeit nicht der Fall. Zur Berechnung des Diagramms

ist ganz willkürlich angenommen worden, daß unter den gewählten Verhältnissen außer der dunklen Entladung ($\lambda_1 = 0$) noch zwei andere Entladungsgattungen in der berücksichtigten Röhre hätten kontinuierlich bestehen können, die erste mit $A_2 = 700$ Volt, $M_2 = 400$ Volt, $\lambda_2 = 10^{-6}$ Ohm^{-1}, die zweite mit $A_3 = 800$ Volt, $M_3 = 600$ Volt, $\lambda_3 = 2 \cdot 10^{-6}$ Ohm^{-1}. E wurde gleich 1000 Volt gesetzt. Die positiven Ordinaten geben τ_2, die negativen τ_1; die Länge des zwischen zwei übereinanderliegenden Kurven begrenzten Ordinatenstückes stellt infolgedessen die Gesamtperiode des entsprechenden diskontinuierlichen Vorganges dar. Als Abszisse ist im Diagramme das Verhältnis $\frac{E}{R}$ gewählt worden, denn von diesem Verhältnisse allein hängen bei nicht zu kleinem E die Werte von τ_1 und τ_2 ab (§ 7). Die spezifische Wirkung von E kann nur dann nicht vernachlässigt werden, wenn E wenig von A verschieden ist (§ 6 und § 19). Wir bezeichnen von nun an $\frac{E}{R}$ mit i. Wenn der Widerstand R sehr groß ist gegen denjenigen der Entladungsstrecke $1/\lambda$ (etwa im ersten im Diagramme dargestellten Diskontinuitätsgebiete D_0), so bedeutet $\frac{E}{R}$ annähernd die mittlere von der Stromquelle der Entladungsstrecke gelieferte Stromstärke. Darum soll $\frac{E}{R} = i$ auch Speisestromstärke heißen. Sie stellt einen Parameter dar, welcher in weiten Grenzen als gleichwertig mit dem Sättigungsstrome angesehen werden kann, den eine zur Aufrechterhaltung der Entladung verwendete Glühkathodenröhre liefern kann (H. Geffcken (10)).

Aus dem abgebildeten Diagramme ist sofort zu entnehmen, daß die Periode in jedem Diskontinuitätsgebiete (D_0, D_1, ...) beim ersten Einsetzen der Intermittenz unendlich groß sein muß, weil dabei die schwächere Entladungsgattung in der Ladungsperiode sozusagen noch kontinuierlich besteht (oberer Grenzpunkt ihrer statischen Charakteristik = statische Zündspannung der stärkeren Entladungsart). Mit wachsender Speisestromstärke nimmt sie dann zuerst ab, später jedoch, infolge des Zunehmens der Entladungsperiode, wiederum zu, um am Ende nochmals unendlich groß zu werden. Die stärkere Entladungsgattung ist dann kontinuierlich geworden (unterer Grenzpunkt ihrer statischen Charakteristik = eigene statische Löschspannung). Ein jedes Diskontinuitätsgebiet ist also durch zwei kritische Werte der Speisestromstärke begrenzt. Diese stimmen mit den Werten der Stromstärke überein, bei welchen die statische Charakteristik der schwächeren Entladungsart beendigt ($\bar{I}_a$) bzw. die statische Charakteristik der stärkeren beginnt (I_0). In der Tat sind diese zwei kritischen Werte infolge der langsamen Hysteresis (§ 8) bei zu- oder abnehmender Speisestromstärke etwas verschieden. Davon wollen wir einstweilen absehen.

§ 6. Begrenzung eines Diskontinuitätsgebietes. Die allgemeine Bedingung für das Bestehen einer Diskontinuität lautet infolgedessen:

$$\bar{I}_a < i < I. \qquad (6)$$

In dieser Bedingungsungleichung sind nur zwei Konstanten enthalten, welche aus den experimentell bestimmbaren statischen Charakteristiken der am Vorgange beteiligten Entladungsgattungen entnommen werden können. Die früher (§ 5) erwähnte Unabhängigkeit der Lage und der Ausdehnung eines Diskontinuitätsgebietes von der Kapazität darf somit als bewiesen gelten, denn die Ungleichung (6) enthält nur Werte, welche von der Kapazität nicht abhängen können. Über die Einschränkung, welcher dieser Satz bei sehr kleinen Kapazitäten unterliegt, wird später die Rede sein (§ 13).

Die Ungleichung (6) muß bei Verwendung eines Ohmschen Vorschaltwiderstandes mit der allgemeinen Ungleichung (5) übereinstimmen. Es ergeben sich ja auch sofort aus den vorhergehenden Betrachtungen zu

$$\lambda_1 = \frac{A_0}{\bar{I}_a}, \; A = A_0; \; \lambda_2 = \frac{M_0}{I_0}, \; M = M_0 \qquad (7)$$

die Werte, welche für λ_1, λ_2, A und M in der Ungleichung (5) eingesetzt werden müssen. Tut man das und löst die Ungleichung nach dem Hauptparameter $\frac{E}{R}$ auf, so ergibt sich:

$$I_a + \frac{\bar{I}_a A_0}{E - A_0} < \frac{E}{R} < I_0 + \frac{I_0 M_0}{E - M_0}. \qquad (8)$$

Aus dieser Ungleichung ist sofort zu ersehen, wie bei abnehmender elektromotorischer Kraft E die in bezug auf $\frac{E}{R}$ geltenden Grenzen eines Diskontinuitätsgebietes mehr und mehr über die für eine gleichmäßige Elektrizitätszufuhr (Sättigungsstrom) geltende (Ungleichung (6)) anwachsen müssen. Die R-Grenzen nehmen also stärker ab als E. Das Verhältnis $\frac{E}{R}$ vermag nämlich dann nicht mehr die mittlere Elektrizitätszufuhr darzustellen. Bei Benutzung eines Ohmschen Vorschaltwiderstandes muß demnach die betrachtete Diskontinuität, wenn

die elektromotorische Kraft einmal unter dem Werte

$$E = A_0 \frac{M^2 I_a - M_0 A_0 I_0}{M_0^2 I_a - A_0^2 I_0} > A_0 \qquad (9)$$

(aus der Ungleichung (4) durch Einsetzen von (7) gewonnen) herabsinkt, wegen des in (1) und (2) enthaltenen Logarithmus fast plötzlich verschwinden (§ 19).

§ 7. Das Diskontinuitätsgebiet D_0 und seine Begrenzung. Das Diskontinuitätsgebiet D_0 ist dadurch charakterisiert, daß in der Ladungsperiode die dunkle Entladung besteht. Es führt zu der schwächsten Entladungsart, welche unter den gegebenen Verhältnissen in der betrachteten Röhre kontinuierlich (K_1) bestehen kann. Diese ist bei nicht allzu großen Drucken im allgemeinen die Glimmentladung mit dunklem Rumpfe. Während der Entladungsperiode tritt nun normalerweise diese Entladungsart auf; sie ist aber gewöhnlich durch eine schwächere Townsend-Entladung eingeleitet (§§ 17 u. 18), welche jedoch nur ausnahmsweise selbst kontinuierlich werden kann. Daß dies jedoch bei sehr kleiner Speisestromstärke möglich ist, beweisen die Beobachtungen von R. Seeliger und J. Schmekel (55).

Das Diskontinuitätsgebiet D_0 ist bis jetzt fast ausschließlich Gegenstand besonderer Untersuchungen gewesen. Dieses Gebiet besitzt naturgemäß nur die obere Grenze

$$i < I_0, \qquad (10)$$

deren Überschreitung von D_0 ausgehend zu K_1 führt (Fig. 2). Den Übergang wollen wir, dem Vorgange Geffckens folgend (10) als normalen Reißpunkt bezeichnen.

Im Gebiete D_0 erstreckt sich die Abnahme der Periode, also auch die Zunahme der Frequenz, auf ein ungemein weites Gebiet. Bei wachsender Speisestromstärke nimmt jedoch auch bei ihr am Ende die Frequenz bis zu Null, und zwar, wie aus der Fig. 2 zu entnehmen ist, sehr rasch ab. Die disk. Entl. verwandelt sich infolgedessen stetig in eine kontinuierliche Glimmentladung. Es hängt allein von der großen Raschheit des Verwandlungsprozesses ab und insbesondere von den nicht zu vermeidenden kleinen Veränderungen, welche ohne einen genau angebbaren Grund im flüssigen Vorschaltwiderstande und in der Entladungsstrecke immer entstehen können und nahe dem Übergange einen sehr bedeutenden Einfluß auszuüben vermögen, wenn der in Rede stehende Übergang allgemein als ein unstetiger angesehen worden ist. Dieser Auffassung entspricht auch der Name Reißpunkt, den Geffcken ihm beigelegt hat. Die entwickelte Theorie (§ 5) berichtigt nun diese unhaltbare Auffassung. Sie erklärt aber auch die ebenfalls ausgesprochene Ansicht (R. Reiger (39)) für unmöglich, daß die kontinuierlichen Entladung aus einer disk. Entl. unendlich großer Frequenz hervorgehen könnte. Die Versuche Valles (64) haben übrigens die Richtigkeit seiner Theorie vollständig bewiesen sowohl in bezug auf die in der Nähe des normalen Reißpunktes erfolgenden starken Abnahme der Frequenz, als auch bezüglich der Stetigkeit des Überganges zur kontinuierlichen Entladung.

A. Righi (48), H. A. Perkins (35), W. Schallreuter (52) (Wiedergabe der Righischen Theorie mit einer nicht einwandfreien vereinfachten Ableitung der Näherungsformel für die Entladungsperiode) haben, indem sie R stets sehr groß voraussetzten, diese Haupteigenschaft der disk. Entl. ganz übersehen. Die dabei erfolgte Berücksichtigung des Widerstandes der Zuleitungen zum Kondensator machte dagegen die Formeln nur komplizierter ohne etwas Wesentliches für die Interpretation der Erscheinungen ans Licht zu bringen. Vor kurzem hat H. Geffcken (10), unter der seiner Versuchsanordnung entsprechenden Annahme, daß ein Sättigungsstrom i, welcher den Potentialschwankungen nicht folgt, die Entladung unterhalte, neue Formeln berechnet für die Ladungs- und Entladungsperiode im Gebiete D_0. Dieselben gehen aus denjenigen (1) und (2) der Valleschen Theorie hervor, wenn E und R groß in bezug auf A und $\frac{1}{\lambda}$ gewählt werden. Sie lauten dann $\left(\frac{E}{R} = i \text{ gesetzt}\right)$ für den allgemeinen Fall (also nur nicht für die Ladungsperiode im Gebiete D_0, wo $\lambda_1 = 0$ gesetzt werden muß):

$$\tau_1 = \frac{C}{\lambda_1} \ln \frac{M\lambda_1 - i}{A\lambda_1 - i}, \qquad (11)$$

$$\tau_2 = \frac{C}{\lambda_2} \ln \frac{A\lambda_2 - i}{M\lambda_2 - i}. \qquad (12)$$

Für die Ladungsperiode im Gebiete D_0 ergibt sich unter denselben Bedingungen[1]):

$$\tau_1 = \frac{C}{i}(A - M) = \frac{1}{v}(A - M). \qquad (13)$$

1) In Wirklichkeit wächst die Elektrodenspannung bei Benutzung eines Ohmschen Vorschaltwiderstandes von M bis A nach dem Exponentialgesetze:

$$V = E - (E - M)e^{-\frac{t}{CR}} \qquad (14)$$

und infolgedessen ist genau

$$\tau_1 = CR \ln \frac{E - M}{E - A} = \frac{CE}{i} \ln \frac{E - M}{E - A} = \frac{E}{v} \ln \frac{E - M}{E - A}, \qquad (15)$$

wenn $i = \frac{E}{R}$ gesetzt wird. Für einen sehr großen E ergibt sich daraus Formel (13).

Die Größe $v = \frac{i}{C}$ bestimmt die Raschheit des Spannungsanstieges und soll als mittlere Spannungsgleitgeschwindigkeit oder kurz als Spannungsgleitgeschwindigkeit von nun an bezeichnet werden (E. Mauz u. R. Seeliger (30)).

Selbstverständlich sind in den Formeln (11) bis (15) nach der Valleschen Theorie immer noch λ_1, λ_2, A und M als Funktionen von i und von C (bzw. von v) zu betrachten. Geffcken (19) ersetzt sie dagegen durch Konstanten, indem er die Annahme macht, daß die Entladung längs der statischen Charakteristik erfolgt. Für τ_2 ergibt sich dann die Formel:

$$\tau_2 = \frac{C}{\lambda_e} \ln \frac{(A - E')\lambda_e - i}{(M - E')\lambda_e - i} \qquad (16)$$

wo λ_e gleich ist dem reziproken Werte des von Geffcken zur Präzisierung der statischen (geradlinigen) Charakteristik zusammen mit einer gegenelektromotorischen Kraft E' (mit V' bei Geffcken bezeichnet) eingeführten Ersatzwiderstandes w_e. Die Formel für die Ladungsperiode im Gebiete D_0 bleibt erhalten. Die Annahme Geffckens kann offenbar nur für langdauernde, d. h. sehr langsam vor sich gehende Partialentladungen Gültigkeit beanspruchen (§ 17). Im Innern des Diskontinuitätsgebietes ist seine Formel (16) ungültig. Die Näherungsformeln (11) bis (16) können dagegen, wenn E nur nicht allzu klein ist und M, A, λ_1 und λ_2 als Veränderliche angesehen werden, in weiten Grenzen Anwendung finden.

Ein besonderes Interesse verdient im Gebiete D_0 die allein vorhandene obere Begrenzung (normaler Reißpunkt), welche in der Ungleichung (10) ihren Ausdruck findet. Es ist nämlich oft versucht worden für den in Rede stehenden Übergang, die Kriterien für das Auftreten von Entladungsschwingungen längs der statischen Charakteristik, welche W. Kaufmann (23) aufgestellt hat, anzuwenden. Diese lauten in unserer Schreibweise:

$$i < -E\frac{\partial V}{\partial I} \qquad (17)$$

$$i < -E\frac{C}{L}\frac{\partial V}{\partial I} \qquad (18)$$

wenn L die Selbstinduktion des Entladungsstromkreises bedeutet und $\frac{\partial V}{\partial I}$ auf die statische Charakteristik bezogen ist. Beiden Ungleichungen kann nur dann genügt werden, wenn $\frac{\partial V}{\partial I} < 0$, d. h. die statische Charakteristik an der betrachteten Stelle fallend ist. Wenn L, wie es unserem Falle entspricht, gleich Null gesetzt wird, so entfällt die zweite Bedingung und bleibt nur die erste scheinbar erhalten. Ich sage scheinbar, denn sie ist dann ebenfalls bedeutungslos, weil die zur Aufstellung der Bedingungen vorausgesetzte Schwingungsfähigkeit des Stromkreises nicht mehr besteht. An die Stelle der Bedingung (17) tritt dann einfach die völlig ausreichende Bedingung (10) auf, welche der neuen, von der Schwingung verschiedenen Entladungserscheinung, der diskontinuierlichen Entladung, entspricht, die jetzt in der Röhre in ihrer reinsten Form sich ausbilden kann.

Daß die Gültigkeit der Bedingung (17) dabei trotzdem vorgetäuscht werden konnte (J. Herweg (18), E. Gehrcke (11), W. Schallreuter (52)), ist folgendermaßen zu erklären. Wenn bei abnehmender Speisestromstärke i der Grenzwert I_0 erreicht wird, so ist gleichfalls der tiefste Punkt der statischen Charakteristik erreicht. Bei einer überall haploplagen Entladungsgattung, welche überdies, wie die Glimmentladung mit dunklem Rumpfe, keine Elektronenverluste nach den Wänden erleidet, ist es nämlich nicht denkbar, daß, unter Aufrechterhaltung der vorhandenen Verteilung der Raumladungen, eine Abnahme der Stromstärke auch eine dauernde Erhöhung der Elektrodenspannung bewirke. Die statische Charakteristik der Glimmentladung mit dunklem Rumpfe muß demnach in ihrem tiefsten Punkte (I_0, M_e) auch enden. Es kann infolgedessen der Satz ausgesprochen werden, daß die statische Charakteristik der Glimmentladung im Gebiete der kleinsten Stromstärken ausnahmslos steigend sein muß $\left(\frac{\partial V}{\partial I} \geq 0\right)$ (Valle (65, 66))[1]. Wenn

1) Das gilt nur im Gebiete der kleinsten, die Stationarität des Vorgangs noch gewährenden Stromstärken. Bei steigender Stromstärke kann die Charakteristik jedenfalls fallend werden, entweder infolge eines einsetzenden thermischen Nebeneffektes oder infolge des Eintretens einer neuen Verteilung der Raumladungen. In diesem letzten Falle dürfte eigentlich die absteigende Charakteristik nach der Valleschen Theorie, schon einer neuen Entladungsgattung angehören, so daß sie nur unter Vermittlung eines neuen, wenn auch sehr engen und leicht zu übersehenden Diskontinuitätsgebietes D_1 erreicht werden dürfte. Das im Gebiete D_1 aufgenommene kurze Stück der Stromspannungskurve hat dann keine physikalische Bedeutung. Ob überhaupt die Vallesche Annahme auch für den Übergang von der kontinuierlichen Glimmentladung mit dunklem Rumpfe zur Glimmentladung mit ungeschichteter positiver Säule, ähnlich wie für den Übergang zur Glimmentladung mit geschichteter Säule (§ 16) gültig ist, das muß derzeit noch als unsicher angesehen werden. Wir vernachlässigen darum im folgenden dieses eventuell bestehende und jedenfalls sehr enge Diskontinuitätsgebiet und betrachten die statische Charakteristik der Glimmentladung als bestehend aus zwei ineinander sprunglos übergehende Kurvenstücke, von denen der eine steigend (dunkler Rumpf) und der darauffolgende fallend (positive Säule) verläuft (Fig. 3 auf S. 485).

absteigende Teile der Charakteristik für die kleinsten Stromstärken aufgefunden worden sind, was oft geschehen ist (C. A. Mebius (32), E. Riecke (38, 39)) und überhaupt immer geschehen muß, wenn die Speisestromstärke i unter dem Grenzwerte I_0 sinkt (Valle (65, 66)), so kann kein Zweifel darüber bestehen, daß die untersuchte Entladung schon diskontinuierlich geworden war[1]). Dann verlor aber gleichzeitig die aufgenommene Stromspannungskurve jene physikalische Bedeutung, welche sie immer besitzen muß, selbst dann auch, wenn sie bloß zur Aufstellung der Kaufmannschen Bedingungen benützt werden soll. Disk. Entl. entstehen also nicht deswegen, weil die statische Charakteristik beim Übergange fallend wird; das Auftreten disk. Entl. bewirkt vielmehr das plötzliche Abbrechen der statischen Charakteristik und ihre Verwandlung in eine physikalisch bedeutungslose, wie Valle gezeigt hat (65, 66) nicht einmal eindeutig definierte fallende Kurve[2]), deren Koordinaten durch bloße Mittelwerte gegeben sind, welche sogar von der Trägheit und den sonstigen Eigenschaften der vom intermittierenden Strome durchflossenen Meßinstrumente abhängen.

Aus der Kaufmannschen Bedingung hat J. Herweg (18) die weitere Bedingung abgeleitet, daß bei zunehmendem Widerstande (also bei abnehmender Speisestromstärke) die kontinuierliche Entladung in die diskontinuierliche nur dann übergehen kann, wenn schon ein normaler Kathodenfall erreicht ist, also die Kathode nicht mehr ganz mit dem Glimmlichte bedeckt ist. Die Herwegsche Bedingung kann natürlich gleich wie die Kaufmannsche auf disk. Entl. nicht angewendet werden. In diesem letzten Falle ist sie lange schon erfüllt, denn bei der kleinsten kontinuierlichen Stromstärke I_0 muß auch die Glimmlichtbedeckung minimal und infolgedessen sicher normal sein. Die Herwegsche Bedingung reicht also in keiner Weise aus, den Reißpunkt zu charakterisieren.

III. Hysteresiserscheinungen.

§ 8. Langsame Hysteresis. Im II. Teile dieses Berichtes haben wir den Hysteresiserscheinungen nur insoweit Rechnung getragen, daß wir in den allgemeinen Formeln immer λ_1, λ_2, A und M als variable, von der Raschheit des Prozesses abhängige Größen betrachtet haben. Es ist auch bemerkt worden (§ 5), daß die Grenzen eines Diskontinuitätsgebietes verschieden ausfallen konnten, je nachdem die Speisestromstärke ab- oder zunahm.

Wir können zwei Arten der Hysteresis unterscheiden: die langsame und die rasche Hysteresis. Die Entladungsverzüge gehören in gewissem Sinne zu der letzten Hysteresisart. Wir behandeln zuerst in diesem Paragraphen die für uns nicht so bedeutende langsame Hysteresis. Bekanntlich erhält man selbst bei der (notwendig sehr langsamen) Aufnahme einer statischen Charakteristik verschiedene Kurven, je nachdem die Aufnahme bei steigender oder bei abnehmender Stromstärke geschieht. R. Seeliger (54) hat diese Erscheinung ganz besonders untersucht, und wir verweisen auf seine Arbeit in bezug auf die betreffenden Einzelheiten und auf die Literaturangaben. Hier mag nur bemerkt werden, daß die meisten Hysteresiserscheinungen der hier behandelten Art, nach Seeliger, durch langsam verschwindende Temperatureffekte an der Kathode und im Innern des Gases sich erklären lassen. Jedenfalls können auch Effekte elektrischer und chemischer Natur nebenbei mitwirken.

Ähnliche Erscheinungen, wie bei der Aufnahme einer statischen Charakteristik, lassen sich auch bei der Untersuchung disk. Entl. beobachten. So stimmt der normale Reißpunkt bei abnehmender Speisestromstärke mit dem bei aufsteigender beobachteten nicht überein (§ 13). Für gleiche i-Werte liegt auch die Frequenz bei absteigender Stromstärke höher als bei zunehmender. Ein genaues Versuchsmaterial darüber fehlt derzeit fast vollständig; nur verschiedene Andeutungen darauf sind in der Literatur hie und da zu finden. Theoretisch kann wohl erwartet werden, daß bei disk. Entl. dieselben Faktoren der langsamen Hysteresis wirken, welche wir für die Verschiebung der statischen Charakteristik genannt haben. Bei raschen Prozessen können sie jedoch nur in der Weise den Vorgang beeinflussen, daß sich eine quasistationäre, d. h. von der Periodizität fast unabhängige Veränderung desjenigen thermischen und elektrischen Zustandes der Gasstrecke einstellen muß, welcher beim Fehlen jener Faktoren hätte bestehen sollen. Die quasistationäre Erhöhung der Temperatur (speziell an der Kathode) wird dabei im allgemeinen eine Erhöhung der Zündspannung der leuchtenden Entladung und wahrscheinlich auch der Löschspannung der Glimmentladung bewirken; eine quasistationäre Erhöhung der diffusen Ionisation der Gasstrecke wird dagegen beide Grenzspannungen erniedrigen. Diese Effekte müssen dann, bei Veränderung der Speisestromstärke oder der Kapazität, zur Geltung kommen und zu

1) Man vergleiche jedoch die in dem bei der Korrektur hinzugefügten § 25 enthaltenen Bemerkungen.

2) Bei disk. Entl. ist die Stromspannungskurve im allgemeinen fallend (Valle (65, 66)). Über Abweichungen davon bei sehr kleiner Stromstärke vgl. § 19.

Hysteresiserscheinungen Anlaß geben, die denjenigen analog sein werden, welche bei der Aufnahme einer statischen Charakteristik auftreten.

H. Geffcken (10) hat den Versuch gemacht, den thermischen Effekt dabei abzusondern. Zu diesem Behufe hat er bei gleichbleibender Frequenz, also annähernd bei konstanter Spannungsgleitgeschwindigkeit $v = \frac{i}{C}$, i und C, d. h. die Leistung des Prozesses und infolgedessen auch die damit zusammenhängenden Temperatureffekte verändert und die Zündspannung A_0 der leuchtenden Entladung jedesmal bestimmt. Die aufgenommene Zündkurve (C, A_0) zeigte aber nicht überall den erwarteten steigenden Verlauf; das offenbar aus dem Grunde, daß die elektrischen Effekte durch das bloße Konstanthalten der Frequenz nicht unverändert blieben, sondern bei höherer Kapazität, eine Erhöhung der diffusen Ionisation der Gasstrecke bewirkten, welche die thermische Wirkung kompensieren oder sogar überwinden konnte.

Die hier besprochenen Effekte spielen bei disk. Entl. nur eine Nebenrolle; wir werden nur vorübergehend noch manches darüber bemerken. Im allgemeinen werden wir aber von diesen Erscheinungen absehen und nur stillschweigend annehmen, daß jede Erscheinung, welche bei wachsender Stromstärke auftritt, auch bei abnehmender Stromstärke, jedoch für einen etwas verschiedenen niedrigeren (positive Hysteresis) oder höheren (negative Hysteresis) Wert derselben auftreten muß.

§ 9. Entladungsverzüge und rasche Hysteresis. Wir haben nach E. Mauz und R. Seeliger (30), die statische Zündspannung der leuchtenden Entladung (kurz Zündspannung zu benennen) im § 4 definiert. Bei ihr setzt die Ionisierung durch (positiven) Ionenstoß zum ersten Male als normaler (d. h. wahrscheinlichster) Vorgang im Gase ein. Die während des langsamen Anstieges der Spannung schon aufgetretene besondere Verteilung der sporadisch vorhandenen (durchdringende Strahlung) oder neu erzeugten (zufällige Stoßionisierung) Ionen versetzt nämlich die Entladungsstrecke in jenen ausgezeichneten günstigen Zustand G_0, dem, beim Erreichen der oben definierten Zündspannung, die größte Wahrscheinlichkeit für das Einsetzen der Stoßionisierung durch positive Ionen, besonders an der Kathode, entspricht. Raumladungen können dabei noch nicht genügend ausgebildet sein; die erwähnte besondere Verteilung der sporadisch vorhandenen Ionen bestimmt jedoch schon eine eigenartige achsiale Verteilung des Spannungsgradienten in der Gasstrecke, welche im normalen statischen Zustande G_∞ noch nicht besteht. Hat sich bei einem raschen Anstieg der Elektrodenspannung dagegen diese besondere Verteilung des Spannungsgradienten, wenn die Spannung A_0 erreicht wird, noch nicht ausbilden können, ist also der dabei erreichte Zustand G ungünstiger als G_0 (symbolisch $G_\infty < G < G_0$), so muß die Spannung noch weiter eine Zeitlang (Δt) über A_0 emporsteigen (gleiten), bis der für das Einsetzen der Entladung erforderliche Zustand sich ausgebildet hat. Δt heißt dann Entladungsverzug[1]). Die Zündspannung der Entladung liegt höher als die theoretische statische Zündspannung A_0, und zwar desto höher, je größer die Spannungsgleitgeschwindigkeit $v = \frac{i}{C}$ ist. Näheres darüber kann aus der Arbeit von E. Mauz und R. Seeliger (30) entnommen werden.

Stillschweigend ist bis jetzt angenommen worden, daß die betrachtete Entladung sich zum ersten Male ausbilde. Für uns ist dagegen der Fall besonders wichtig, daß der betrachteten Entladung eine andere ganz ähnliche vorausgegangen ist (Zwischenzeit τ_1). Bezeichnet man mit T (Nachwirkungszeit, G. Valle (64)) die Zeit, welche nach dem Erlöschen einer Entladung (Partialentladung) vergehen muß, damit infolge des Verschwindens der während der P.-Entl. ausgebildeten Raumladungen und der eingetretenen Ionisation jener Zustand G_0 sich wiederherstelle, der für das verzugslose Einsetzen einer neuen Partialentladung notwendig ist, so ergibt sich folgendes. Ist im Grenzfalle $\tau_1 = 0$, so setzt die P-Entl. einfach bei derselben Spannung M und mit derselben Stromstärke I ein, welche die eben erloschene P.-Entl. besaß (Zündspannung = Löschspannung). Ist $T > \tau_1 > 0$, so muß beim Einsetzen der neuen P.-Entl. ein gegenüber G_0 günstigerer Zustand vorhanden sein. Die Zündspannung Q ist demzufolge kleiner als A_0. Sie ist auch noch einer unter besonderen Umständen möglichen Löschspannung gleich. Selbstverständlich liegt Q um so weiter von M und um so näher an A_0, je näher τ_1 der Nachwirkungszeit T kommt. Für $\tau_1 = T$ muß natürlich $Q = A_0$ sein. Erst dann, wenn $\tau_1 > T$ wird, kommen die Entladungsverzüge in Betracht. Der Einfluß der vorhergehenden P.-Entl. ist jedoch auch in diesem Falle noch nicht ganz verschwunden, denn theoretisch dürfte das nur für $\tau_1 = \infty$ genau vorkommen. Dieser Einfluß erstreckt sich jetzt

1) Die Ursachen der Entladungsverzüge sind in den Berichten von R. Holm (21) eingehend besprochen, wo auch die darauf sich beziehenden Literaturangaben zu finden sind.

auf die Größe des Entladungsverzuges. Δt und infolgedessen auch die Differenz zwischen der wirklichen (A') und der statischen Zündspannung (A_0) müssen mit dem weiteren Anwachsen von τ_1 über den Grenzwert T, mehr oder minder, je nach dem Werte der Spannungsgleitgeschwindigkeit, über Null aufsteigen.

Bei disk. Entl. ist die Zeit τ_1 (Ladungsperiode) mit der Spannungsgleitgeschwindigkeit v annähernd umgekehrt proportional (Formel 13, § 7); wenn τ_1 zunimmt, dann muß also gleichzeitig v abgenommen haben. Bei zunehmendem τ_1 ($> T$), d. h. bei abnehmender Speisestromstärke oder zunehmender Kapazität muß somit, infolge der simultanen Wirkung des Anwachsens von τ_1 und des Abnehmens von v, A', die wirkliche Zündspannung zuerst über A_0 emporwachsen, später aber, von einem nicht näher zu präzisierenden Maximalwerte A_M anfangend, bis zu A_0 ($\tau_1 = \infty$) wiederum abnehmen.

Ist die Ladungsperiode τ_1 größer als T, so kann sie in zwei Teile τ_1' und τ_1'' zerlegt werden: die erste $\tau_1' = T$ ist sehr kurz und gleich der Nachwirkungszeit der vorhergehenden P.-Entl.; sie führt zu einem praktisch stromlosen Zustande $G < G_0$, wo nur noch Ionen sporadisch vorhanden sind. Die zweite, τ_1'' stellt die eigentliche Ladungszeit dar; während derselben steigt die Elektrodenspannung bei stets praktisch stromloser Gasstrecke bis zu A_0 an und weiter noch, je nach dem Werte des Entladungsverzuges, bis zu demjenigen Werte A', dem der für das Einsetzen einer neuen P.-Entl. günstige Zustand entspricht. Wenn $\tau_1 < T$ ist, so existiert natürlich eine eigentliche Ladungszeit nicht; die ganze Ladungsperiode verläuft bei praktisch nicht mehr stromloser Gasstrecke unter dem Einfluß der Nachwirkung der vorhergehenden P.-Entl.

Eine solche kann also nach dem Gesagten entweder beim Zustande G_0 (für $\tau_1 > T$) oder bei einem günstigeren (für $\tau_1 < T$) einsetzen. Die Raumladungen sind dann entweder nur minimal oder noch unvollständig ausgebildet. Nach dem ersten Einsetzen einer P.-Entl. muß infolgedessen eine gewisse sehr kurze Zeit verstreichen, bis die für die Glimmentladung charakteristische Raumladungs- bzw. Spannungsgradientenverteilung längs der Gasstrecke erreicht wird. Diese Zeit nennen wir, nach Valle (64), Entstehungszeit Z der P.-Entl. Während dieser Zeit leuchtet selbstverständlich die Gasstrecke ebenfalls; die Entladung gehört jedoch der Townsend-Art, weil die für die Glimmentladung charakteristische Verteilung der leuchtenden Regionen noch nicht erreicht ist.

Ist nun bei disk. Entl. τ_2 (die Entladungsperiode) $> Z$, so folgt dem Entstehungsprozesse die eigentliche normale P.-Entl. Ist dagegen $\tau_2 < Z$, so kann während der ganzen Dauer der P.-Entl. die normale Raumladungsverteilung nicht erreicht werden. Die P.-Entl. erlischt noch bevor sie sich als Glimmentladung habe präzisieren können. Die Entladungsperiode zerfällt, für $\tau_2 > Z$, in zwei Teile τ'_2 und τ''_2; die erste, τ'_2, ist mit Z identisch, die zweite, τ''_2, stellt die eigentliche Entladungszeit dar. Ist $\tau_2 < T$, so existiert dagegen die eigentliche Entladungszeit nicht. Die ganze Entladungsperiode ist dann nur von einem unvollständigen Entstehungsprozesse erfüllt (Townsend-Entladung).

§. 10. Das Zustanddiagramm. Die im vorigen Paragraphen dargelegten Verhältnisse können sehr übersichtlich graphisch dargestellt werden, wenn man die Annahme trifft, daß der jeweilige Zustand der Entladungsstrecke annähernd nur durch die momentanen Werte der Elektrodenspannung V und der Entladungsstromstärke I charakterisiert sei. Man kann dann, nach Valle (65, 67), im ($I-V$)-Diagramme (Fig. 3) eine Kurve (kritische Kurve[1])) definieren ($A_0 M' M_0 M'' K$), welche jene Punkte verbindet, die Zustände darstellen, wo die Ionisierung durch positiven Ionenstoß, mindestens an der Kathode, wenn sie einmal (als wahrscheinlicher Vorgang) besteht, bei abnehmendem V aufhören muß (Übergang vom Gebiete II zum Gebiete I) oder umgekehrt, wenn noch die dunkle Entladung vorhanden, bei wachsendem V, die Stoßionisierung (Übergang vom Gebiete I zum Gebiete II) an der Kathode einsetzen muß. Die kritische Kurve teilt die Zustandebene in zwei Teilgebiete I und II. Im ersten besteht die dunkle Entladung, im zweiten ist Stoßionisierung durch positive Ionen und infolgedessen auch Elektronenproduktion und durch Vermittlung derselben Lichterregung und starke Ionisierung vorhanden. Im Gebiete II muß die statische Charakteristik der Glimmentladung $M_0 S' Z Y S''$ liegen, wodurch wiederum zwei Teilgebiete IIa und IIb entstehen. Der unterste Punkt (I_0, M_0) der statischen Charakteristik liegt naturgemäß auf der kritischen Kurve.

Die Zustände in den Gebieten IIa u. IIb können nicht stationär auftreten. Sie kommen nur bei rasch veränderlichen Vorgängen vor (vgl. weiter unten). Die in der Fig. 3 gezeichneten Kurven stellen infolgedessen dynamische Charakteristiken dar. Wir werden sie bald einzeln besprechen. Vorläufig sei nur bemerkt, daß die Kurve

1) Die kritische Kurve ist nicht mit der analogen Zündkurve zu verwechseln, denn bei der ersten gilt die Entladungsstromstärke I als Abszisse, bei letzterer dagegen die Speisestromstärke i oder andere Parameter (§ 19).

$A' S M' V' A'$ die allgemeine Form der während der ganzen Periode τ einer disk. Entl. durchlaufenen dynamischen Charakteristik darstellt. Aus ihr ist die im vorhergehenden Paragraphen besprochene Zergliederung der Gesamtperiode $\tau = \tau_1 + \tau_2$ in vier Teile ($\tau = \tau'_1 + \tau''_1 + \tau'_2 + \tau''_2$) zu ersehen. Der Nachwirkungszeit ($\tau'_1 = T$) entspricht das Kurvenstück $M' V''$ (die Elektrodenspannung nimmt zuerst noch etwas unter der Löschspannung ab um dann endgültig zu steigen; in V' Zustand $G < G_0$); der eigentlichen Ladungszeit (τ''_1) entspricht das Kurvenstück $V' A'$ (Entladungsstrecke praktisch stromlos, Anwachsen der Elektrodenspannung bis zum Erreichen des Zustandes G_0 bei dem über A_0 infolge der Entladungsverzüge erhöhten Werte A').

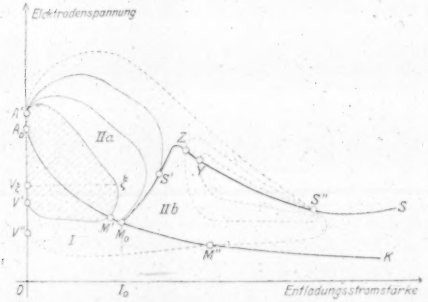


Fig. 3.

Der Entstehungszeit ($\tau'_2 = Z$) der P.-Entl. entspricht das Kurvenstück $A' \xi$ (die Elektrodenspannung nimmt zuerst noch zu und dann endgültig ab; die Raumladungsdichte wächst während dieses Prozesses bis die für die Glimmentladung charakteristische Verteilung erreicht ist[1]); der eigentlichen Entladungszeit (τ''_2) entspricht das letzte Kurvenstück $\xi M'$, welches der statischen Charakteristik annähernd parallel geht, wenn die P.-Entl. merklich dauert (die Elektrodenspannung nimmt bis zum Löschwerte M' ab). Die jetzt beschriebene dynamische Charakteristik gehört derjenigen disk. Entl. an, welche Valle (63) als diskontinuierliche Entladungen 1. Art bezeichnet hat. Es muß bemerkt werden, daß die höchste und die kleinste während dieses Prozesses auftretende Spannung nicht mit der Zündspannung bzw. mit der Löschspannung im allgemeinen übereinstimmt.

[1] Nach einer freundlichen brieflichen Mitteilung von R. Holm (9. April 1925) ist es diesem vor kurzem gelungen eine Theorie der Raumladungsbildung bei der Townsend-Entladung aufzustellen, welche das Geiger-Phänomen erklärt und m. E. auch für die weitere Ausbildung der Theorie der disk. Entl. sehr nützlich sein wird.

Ist τ''_1 Null und somit im allgemeinen $\tau'_1 < T$, so hat die dynamische Charakteristik der disk. Entl. die Form $Q R$ der Fig. 4 (auf S. 487). In diesem Falle entfällt das geradlinige Stück längs der V-Achse. Die dynamische Charakteristik bildet eine einfache Schleife längs der kritischen Kurve. Valle spricht dann von einer diskontinuierlichen Entladung 2. Art.

Noch einige Bemerkungen sind hier am Platze. In der Fig. 3 haben wir die allgemeinste Form für die statische Charakteristik vorausgesetzt und demzufolge auch die Existenz eines fallenden Teiles $Z S''$ (vgl. Anm. 1 auf S. 481) angenommen, was, wie schon bemerkt wurde, bei höheren Stromstärken der Fall ist. Wenn einmal eine Entladung, nachdem ihre Entstehungszeit verflossen ist, in einem Zustande S' oder S'' brennen kann, so können die Zustände des Gebietes IIb vorübergehend durch eine rasche Potentialabnahme erreicht werden. Die Zustände des Gebietes IIa können im Gegenteile von der Entladungsstrecke vorubergehend nur vor dem Einsetzen einer kontinuierlichen Entladung durchlaufen werden. Darin besteht der Unterschied zwischen den in beiden Gebieten dargestellten Zuständen.

Zwischen dem Zustande S' (auf dem steigenden Teile der statischen Charakteristik) und dem Zustande S'' (auf dem fallenden Teile derselben) besteht noch der Unterschied, daß die Entladung in S' sicher stabil ist, in S'' dagegen auch manchmal unstabil sein kann. Das kommt dann vor, wenn beide Kaufmannschen Bedingungen (17) und (18) erfüllt sind. Es entstehen in diesem Falle Entladungsschwingungen, deren dynamische Charakteristiken entweder die Form $S'' Y$ bzw. $S'' Z$ (Schwingungen erster Art) oder die Form $S'' M'' V''' A'$ (Schwingungen zweiter Art) haben können, je nachdem die Amplitude derselben klein oder so groß ist, daß die Entladung, während eines Teiles der Periode, erloschen bleiben muß. Näheres darüber wird im § 15 berichtet werden.

§ 11. Nachwirkungszeit und Entstehungszeit. Die Nachwirkungszeit T (§ 9) einer Entladung kann als die Zeit definiert werden, welche vergehen muß, damit, nach dem Erlöschen derselben, die Wiederzündung, auch bei großer Spannungsgleitgeschwindigkeit, verzugslos ($V = A_0$) erfolgt. Diese Zeit muß offenbar von dem Zustande der Entladungsstrecke im Momente des Erlöschens abhängig sein und um so länger ausfallen, je mehr der entsprechende Punkt auf der kritischen Kurve in der Richtung gegen K verschoben ist. Als spezifische, T verkleinernde, Bestimmungselemente kommen in Betracht: die von der nach dem Erlöschen noch vorhandenen Elektrodenspannung

Entladungsdauer	Z	Maximalleitfähigkeit	Kapazität
$1{,}40 \cdot 10^{-3}$ sec	$0{,}55 \cdot 10^{-3}$ sec	$82 \cdot 10^{-6}$ Ohm^{-1}	$2{,}16 \cdot 10^{-2}$ M. F.
$1{,}20 \cdot 10^{-3}$ sec	$0{,}50 \cdot 10^{-3}$ sec	$13 \cdot 10^{-6}$ Ohm^{-1}	$0{,}68 \cdot 10^{-2}$ M. F.
$0{,}70 \cdot 10^{-3}$ sec	$0{,}55 \cdot 10^{-3}$ sec	$2 \cdot 10^{-6}$ Ohm^{-1}	$0{,}27 \cdot 10^{-2}$ M. F.

bewirkte Entionisierungsströmung und die Ionenwiedervereinigung, welche ihrerseits von der Natur und den physikalischen Verhältnissen im Gase abhängt. Die Wiedervereinigung scheint dabei die Hauptrolle zu spielen.

Eingehende Versuche zur Bestimmung der Nachwirkungszeit sind bis jetzt noch nicht unternommen worden. Die Größenordnung für den Druckbereich von 1—10 mm *Hg* scheint jedoch auf 10^{-3} sec festgestellt. Das geht zuerst aus Versuchen von E. Rumpf (51) über den Wiedervereinigungskoeffizient hervor[1]); direkte Messungen von Klahre (vgl. 54) und Valle (69) haben dieselbe Größenordnung ergeben. Dabei ist zu beachten, daß Klahre keine Spannung während des Wiederherstellungsprozesses auf die Entladungsstrecke wirken ließ, während Valle, welcher disk. Entl. 2. Art dazu benutzte (§ 18), durch seine Versuchsanordnung genötigt war eine sogar ansteigende Spannung wirken zu lassen. Trotzdem ergab sich dieselbe Größenordnung, wie sie Klahre aufgefunden hat. Das weist offenbar die hervorragende Rolle nach, welche die Wiedervereinigung der Ionen im genannten Prozesse spielt. Die Versuche Valles (71) haben auch indirekt die Abhängigkeit der Nachwirkungszeit von der Temperatur der Gasstrecke ans Licht gebracht (§ 21). Die Nachwirkungszeit soll nämlich, nach Valle, mit der Temperatur bedeutend zunehmen. Bekanntlich zeigt auch der Wiedervereinigungskoeffizient eine analoge Temperaturabhängigkeit. Bei konstanter Temperatur darf also nach dem Gesagten, die Nachwirkungszeit als eine annähernd nur von der Lage des Löschpunktes auf der kritischen Kurve abhängige Größe angesehen werden.

Die Entstehungszeit Z (§ 9) einer Glimmentladung kann als die Zeit definiert werden, welche nach dem Einsetzen der Townsend-Entladung vergehen muß, damit die Raumladungen infolge der zunehmenden Stromstärke die für die Glimmentladung charakteristische Dichte und Verteilung erreichen. Von dieser Zeit Z ist so gut wie nichts bekannt. Bei langdauernden Partialentladungen kann sie offenbar mit der Zeit identifiziert werden, welche vergeht, bis die Gasleitfähigkeit ihren Höchstwert erreicht. Bei Veränderung der Entladungsdauer durch Herabsetzung der parallel geschalteten Kapazität fand G. Valle (64) aus den oszillographischen Aufnahmen der entsprechenden dynamischen Charakteristiken für die in Rede stehende Zeit Z die in obiger Tabelle zusammengestellten Werte.

Während die Entstehungszeit sich als unabhängig von der Kapazität erweist, ändert sich die am Ende der Entstehungszeit erreichte maximale Leitfähigkeit mit derselben äußerst stark. Davon wird eingehender in § 17 die Rede sein. Die Größenordnung der Entstehungszeit scheint wenig kleiner zu sein als diejenige der Nachwirkungszeit. Wahrscheinlich wirken auf sie auch dieselben Faktoren und hauptsächlich die Ionenwiedervereinigung, jedenfalls im umgekehrten Sinne als bei der Nachwirkung. Wenn die Entladung in einem Punkte der kritischen Kurve entsteht (z. B. bei disk. Entl. 2. Art), so muß selbstverständlich die Entstehungszeit um so kleiner ausfallen, je mehr dieser Punkt in der Richtung gegen M_0 verschoben ist. Könnte er mit M_0 übereinstimmen, so müßte sie natürlich gleich Null sein. Eine unendlich lange Entstehungszeit würde dagegen zur kontinuierlichen Townsend-Entladung führen (§ 7).

IV. Typische Formen der diskontinuierlichen Entladungen.

§ 12. Bedingungen und Ursache des Auftretens der verschiedenen Formen der diskontinuierlichen Entladungen. Wir haben schon im § 10 die diskontinuierliche Entladung 1. Art als diejenige disk. Entl. definiert, bei welcher die dynamische Charakteristik (Kurve $A' \S M' V' A'$, Fig. 3) ein Stück der V-Achse durchläuft. Es muß also bei dieser Entladungsart $\tau_1 > T$ und die Leitfähigkeit, bzw. die Entladungsstromstärke während eines Teiles τ_1'' der Ladungsperiode praktisch gleich Null sein. Aus der Ungleichung $\tau_1 > T$ und der Näherungsformel (13) für τ_1 ergibt sich (v = Spannungsgleitgeschwindigkeit):

$$v < \frac{A - M}{T} = v_1 \qquad (19)$$

als Bedingung für das Auftreten disk. Entl. 1. Art. Soll bis zum normalen Reißpunkte die disk. Entl. 1. Art bestehen und somit die elementare Theorie des § 5 wenigstens annähernd gelten, so müssen in dieser Bedingung M die statische Minimalspannung M_0, T die entsprechende Nachwirkungszeit, A die Zündspannung A' der

1) Rumpf hat eigentlich die Halbwertzeit bestimmt.

nach M_0 führenden P.-Entl., (Kurve $A' M_0$ der Fig. 3) und v die Spannungsgleitgeschwindigkeit $\frac{I_0}{C}$ im Reißpunkt darstellen. Dann nimmt der Ausdruck $\frac{A-M}{T}$, d. h. v_1 einen bestimmten für die Entladungsröhre charakteristischen Wert v_0 ein und die Ungleichung kann geschrieben werden:

$$\frac{I_0}{C} < v_0,$$

woraus sich die weitere Ungleichung

$$C > \frac{I_0}{v_0} = C_1$$

ergibt. Ist also $C > C_1$, so sind in der Entladungsröhre nur disk. Entl. 1. Art bis zum normalen Reißpunkte möglich.

Ist dagegen $C < C_1$, so kann der Ungleichung (19) gemäß die disk. Entl. 1. Art nur bis zu demjenigen Höchstwerte der Speisestromstärke $Cv_1 < I_0$ bestehen, für welchen $v = v_1 < v_0$ wird. Im Grenzfalle $v = v_1$ muß dann folgendes geschehen. Der einmal etwa für $A = A'$ (Fig. 4)

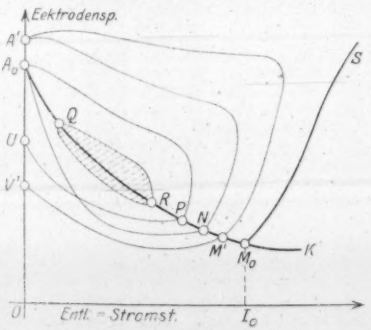


Fig. 4.

eingetretenen und im Punkte N wieder erloschenen P.-Entl. folgt eine Ladungszeit, welche gleich der für den Punkt N charakteristischen Nachwirkungszeit ist; darum setzt die nächste P.-Entl. verzugslos für $V = A_0 < A'$ ein. Der kleineren Zündspannung entsprechend, ist diese zweite P.-Entl. weniger intensiv als die erste für $V = A' < A_0$ eingetretene P.-Entl., und sie erlischt infolgedessen auch in einem links von N liegenden Punkte P (§ 17). Die entsprechende Nachwirkungszeit ist kleiner als für den Punkt P. Darum ist jetzt die Wiederzündung nicht mehr unter dem Einfluß der Nachwirkung möglich. Die dynamische Nachwirkungscharakteristik endet infolgedessen in einen Punkt U der V-Achse und die neue Zündung erfolgt wiederum, bei praktisch stromloser Gasstrecke und unter dem Einflusse der Entladungsverzüge, längs dieser Achse (in A'). Der Vorgang wiederholt sich dann periodisch, und jede ganze Periode enthält zwei P.-Entl., von denen die erste intensiver ist als die zweite. Valle hat 1912 (63) diese neue Form der disk. Entl. entdeckt und später (64) Gruppenentladung genannt. Die Zeit, welche zwischen den zwei P.-Entl. einer Gruppe verstreicht, ist in dem betrachteten Grenzfalle gleich der Nachwirkungszeit der ersten; die Zeit, welche diese von der letzten P.-Entl. der vorhergehenden Gruppe trennt, ist dagegen verhältnismäßig viel größer; etwa von der Ordnung der Ladungszeit der unmittelbar vor dem Übergange ($v \leq v_1$) noch bestehenden disk. Entl. 1. Art.

Für größere Werte der Speisestromstärke und somit auch der Spannungsgleitgeschwindigkeit v werden selbstverständlich beide nun erwähnten Zeiten kleiner werden und sowohl die niedrige Gruppenfrequenz als auch die Frequenz der P.-Entl. in der Gruppe ansteigen. Dann wird auch die zweite P.-Entl. nicht mehr im Punkte A_0, sondern in einem rechtsstehenden Punkte der kritischen Kurve einsetzen und in einem links von N liegenden Punkte erlöschen. Für $v > v_2 > v_1$ muß dann auch die Nachwirkungszeit dieser zweiten- P.-Entl. es erlauben, daß noch eine dritte P.-Entl. für $V \leq A_0$ auf der kritischen Kurve entsteht. Erst nach dieser dritten P.-Entl. wiederholt sich dann der periodische Vorgang. Es entsteht eine dreifache Gruppenentladung unter Herabsetzung der Gruppenfrequenz. Damit das vor dem Erreichen des normalen Reißpunktes erfolgt, muß wiederum eine Ungleichung

$$C < C_2 < C_1$$

bestehen und die Speisestromstärke $i > Cv_2 (< I_0)$ gewählt werden. Für $v = v_2$ entsteht dann die dreifache Gruppenentladung. Die Betrachtung kann natürlich fortgesetzt werden. Für

$$C < C_n < \ldots < C_2 < C_1$$

bei einer Speisestromstärke $i > Cv_n (< I_0)$ wird somit eine $n$fache Gruppenentladung vor dem Erreichen eines normalen Reißpunktes vorhanden sein und in die kontinuierliche Entladung (durch Unendlichwerden der ersten P.-Entl. einer Gruppe) übergehen. Bei wachsendem n wird offenbar die Gruppenfrequenz stets niedriger werden, die Frequenz der einzelnen P.-Entl. einer jeden Gruppe dagegen immer höher.

Kann n gleich ∞ werden, ist also

$$C < C_\infty < \text{alle } C$$

und $i > C v_\infty$ ($< I_0$), so verschwindet die Gruppenbildung vollständig. Vor dem Erreichen des normalen Reißpunktes besteht dann eine diskontinuierliche Entladung 2. Art, deren Charakteristik eine Hysteresisschleife (Kurve QR, Fig. 4) längs der kritischen Kurve bildet. Bei ihr ist $\tau_1 = \tau_1' < T$ und $\tau_2 = \tau_2' < Z$. Die Stromstärke wird nie Null, die Stoßionisierung durch positive Ionen besteht als statistisch definierter Vorgang jedoch nur während der Entladungsperiode. In der Ladung ist im allgemeinen bloß eine unselbständige Strömung vorhanden.

Die hier theoretisch behandelten Formen der disk. Entl. sind von Valle sämtlich experimentell beobachtet und systematisch untersucht worden (64). Über die dabei gemachten Beobachtungen wird in den folgenden Paragraphen berichtet werden. Hier mag nur bemerkt werden, daß die oszillographische Aufnahme von dynamischen Charakteristiken die Theorie sowohl für die einfachsten disk. Entl. 1. und 2. Art, wie auch für die komplizierteren Gruppenentladungen vollständig bestätigt hat.

§ 13. Die Übergangspunkte. Wir benennen die verschiedenen Übergänge von der einen zu der anderen Form der disk. Entl. folgendermaßen:

Der Übergang von der disk. Entl. 1. Art zur zweifachen Gruppenentladung soll 1. anomaler Reißpunkt heißen; der darauf folgende Übergang von der zweifachen zur dreifachen Gruppenentladung soll 2. anomaler Reißpunkt heißen usw. Der Übergang von der Gruppenentladung zur disk. Entl. 2. Art soll letzter anomaler Reißpunkt heißen. Die theoretischen Erörterungen des vorigen Paragraphen lassen folgende Verteilung der verschiedenen diskontinuierlichen Entladungsarten erwarten:

Für eine Kapazität C	besteht bei wachsender Speisestromstärke i				
	bis zum 1. anom. Reißpunkt ($i = v_1 C$)	bis zum 2. anom. Reißpunkt ($i = v_2 C$)	vom 2. anom. Reißpunkt an ($i = v_2 C$)	bis zum letzten anom. Reißpunkt ($i = v_\infty C$)	bis zum norm. Reißpunkt ($i = I_0$)
$\infty > C > C_1$	← die disk. Entladung 1. Art →				
$C_1 > C > C_2$	die disk. Entl. 1. A.	← die 2fache Gruppenentladung →			
$C_2 > C > C_3$	die disk. Entl. 1. A.	die 2fache G.-E.	← die 3fache Gruppenentladung →		
. . . . .	die disk. Entl. 1. A.	die 2fache G.-E.	← die mehrfache Gruppenentladung →		
$C_\infty > C > 0$	die disk. Entl. 1. A.	die 2fache G.-E.	die mehrfache Gruppenentladung	← d. d. E. 2. A. →	

Diese Zusammenstellung gibt auch die Erklärung des in Fig. 5 nach den Valleschen Versuchen gezeichneten Diagramms, woraus die äußeren Bedingungen zu ersehen sind, welche, ganz im Einklange mit der Theorie, für das Auftreten der verschiedenen diskontinuierlichen Entladungsformen gelten.

Zu bemerken ist folgendes: Wären die charakteristischen Werte $v_1, v_2, \ldots, v_\infty$ von der Kapazität ganz unabhängig, so dürften die den anomalen Reißpunkten entsprechenden Übergangslinien Gerade sein. In der Tat ist das bei den kleinsten Kapazitäten der Fall. Für größere Kapazitäten hat Valle dagegen eine Abweichung von der Geradlinigkeit bemerkt, meistens im Sinne einer Vergrößerung aller v. Eine genauere Bestimmung des Diagrammes der Fig. 5 unter Verwendung eines Sättigungsstromes zur Speisung der Entladungsröhre wäre jedenfalls sehr wünschenswert, um die Stärke und den Sinn dieser Abweichungen sicherzustellen. Es muß nämlich stets bedacht werden, daß Valle einen Ohmschen Vorschaltwiderstand verwendet hat und demzufolge bei disk. Entl. keine konstante Speisestromstärke erhalten konnte ($i = \frac{E}{R}$ ist nur als ein Mittelwert derselben anzusehen).

Eine weitere Frage betrifft den normalen Reißpunkt beim Kontinuierlichwerden der Gruppenentladung oder der disk. Entl. 2. Art. Da die Gruppenentladungen in der Weise kontinuierlich werden, daß die erste P.-Entl. einer Gruppe, welche ganz normal wie die P.-Entl. einer disk. Entl. 1. Art verläuft, eine unendlich lange Dauer erreicht, so dürfte man für den Übergang der Gruppenentladung zur kontinuierlichen Entladung das unveränderte Bestehen der Grenzbedingung $i = I_0$ erwarten. Für den Übergang der disk. Entl. 2. Art zur kontinuierlichen Entladung kann im Gegenteil derzeit noch keine be-

friedigende theoretische Bedingung aufgestellt werden. Wenn eine disk. Entl. 2. Art einmal in einer Entladungsröhre besteht und die Entladungsstromstärke während der ganzen Periode nicht mehr Null wird, so kann nämlich die Speisestromstärke im allgemeinen auch über den Grenzwert I_0 anwachsen, ohne daß sie notwendig kontinuierlich werden müsse. Die Valleschen Versuche haben für den in Rede stehenden Übergang Werte von i ergeben, welche bedeutend höher sind als I_0. Sie scheinen auch von der Kapazität wiederum unabhängig zu sein. Das ist jedoch nicht ganz

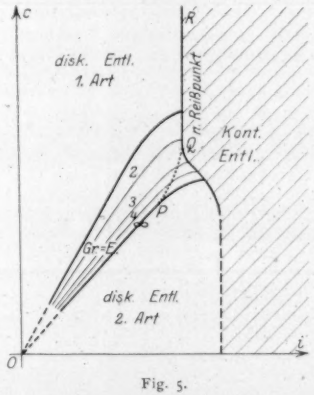


Fig. 5.

sichergestellt. Für den Übergang der Gruppenentladung zur kontinuierlichen Entladung ergaben die Versuche, den theoretischen Erwartungen entgegen, Zwischenwerte, welche insbesondere für die Gruppenentladungen mit einer großen Zahl von P.-Entl. in jeder Gruppe bedeutend größer waren als I_0 (Fig. 5). Die oft ausgesprochene Ansicht, daß mit zunehmender Kapazität eine anfangs kontinuierliche Entladung diskontinuierlich werden müßte, ist also absolut zu verwerfen. Schon die elementare Theorie (§ 5) läßt das mit Sicherheit erkennen. Diese falsche Auffassung kann nur durch eine Verwechslung der disk. Entl. 2. Art mit einer kontinuierlichen Entladung erklärt werden. So z. B. bei H. Geffcken (10), welcher für den Übergang von der diskontinuierlichen zu der kontinuierlichen Entladung eine etwa wie die Kurve $OPQR$ gebildete Grenzkurve aufgefunden hat. Diese Kurve kann nur in ihrem fast geradlinigen Stücke QR als die Kurve der normalen Reißpunkte aufgefaßt werden. Im Stücke OP entsprach sie meines Erachtens dem Übergange einer Gruppenentladung zur hochfrequenten disk. Entl. 2. Art. Verschiedene Anhaltspunkte zu dieser Interpretation der Geffckenschen Beobachtungen hat Valle in einer besonderen Schrift dargelegt (73). In erster Linie kommt jedoch die Tatsache in Betracht, daß bei Geffcken die Stromspannungskurve (Brennkurve) nach erfolgtem Übergange (auf OP) und bis etwa zum normalen Reißpunkte fallend war. Die Entladung konnte also in jenem Gebiete (überall haploplag und verlustlos, § 7) sicher nicht kontinuierlich sein[1]). Da Geffcken den längs OP erfolgenden Übergang als anomales Reißen bezeichnet hat, so haben wir konsequenterweise in dieser Darstellung die Übergangspunkte zu den Gruppenentladungen und zur disk. Entl. 2. Art als anomale Reißpunkte bezeichnet.

Das zwischen den Linien der ersten und der letzten anomalen Reißpunkte (Fig. 5) eingeschlossene Gebiet der Gruppenentladungen ist in Wirklichkeit äußerst eng. In der Fig. 5 ist seine Ausdehnung sehr übertrieben wiedergegeben. Bei Verwendung eines Ohmschen Vorschaltwiderstandes kann es darum leicht vorkommen, daß infolge kleiner unkontrollierbarer Veränderungen im Stromkreise oder in der Gasstrecke ohne jede äußere Einwirkung bald die eine bald die andere Form der Entladung (disk. Entl. 1. Art, Gruppenentladung, disk. Entl. 2. Art, kontinuierliche Entladung) gleichzeitig mit bedeutenden Veränderungen der Stromstärke auftreten (G. Valle (63); W. Schallreuter (52)). Darum muß auch die normale kleinste Brennspannung S' einer Glimmentladung nicht dem theoretisch definierten Löschpunkte M_0, sondern einem auf der statischen Charakteristik höher liegenden Punkte S' entsprechen (Fig. 3). Es wäre auch gar nicht denkbar, daß die Glimmentladung in Wirklichkeit in einem Grenzzustande dauernd bestehen könnte, wo nur der Theorie nach die Bedingungen für die Stationarität des Vorganges eben noch erfüllt sind und auch die geringste zufällige Abnahme der Stromstärke das Erlöschen bzw. das diskontinuierlich Werden der Entladung bewirken muß. Der Punkt M_0 kann in Wirklichkeit nur bei einer langsamen aber trotzdem beständigen Verringerung der Stromstärke erreicht werden. Soll dauernd der stationäre Zustand erhalten bleiben, so muß auch die entsprechende Stromstärke so hoch liegen (über I_0), daß zufällige Schwankungen derselben auf die Entladung wirkungslos bleiben. Die entsprechende Brennspannung S' muß dann (bei ziemlich steiler statische Charakteristik) schon bedeutend höher

1) Man vgl. den Ergänzungsparagraphen 23.

liegen als M_0. Eine langsame kontinuierliche Veränderung der Speisestromstärke läßt auch immer die Reihenfolge der verschiedenen Übergänge leicht erkennen (G. Valle (64)). Bei jedem anomalen Reißpunkte ist die Veränderung des Entladungsvorganges naturgemäß unstetig; beim normalen Reißpunkte ist sie dagegen, wie es schon bemerkt wurde, stetig.

Wenn die kontinuierliche Veränderung der Speisestromstärke im umgekehrten Sinne erfolgt, also von höheren zu niedrigeren Werten von i führt, so verschieben sich sämtliche Übergangspunkte infolge der langsamen Hysteresis (§ 8) im allgemeinen nach Stellen kleinerer Speisestromstärke (positive Hysteresis). Die Übergangspunkte nennt dann Geffcken (10) Springpunkte, den entsprechenden Vorgang ein Springen. Die Springkurve von Geffcken ist ja auch überall nach Stellen kleinerer Stromstärke verschoben, was das Bestehen einer positiven Hysteresis beweist. Die in Rede stehende Kurve darf meines Erachtens, ähnlich wie die Reißkurve, als zweiteilig betrachtet werden. Der der C-Achse parallele Teil entspricht dem Übergange der kontinuierlichen Entladung zur disk. Entl. 1. Art oder zur Gruppenentladung, der übrige dem Übergange der disk. Entl. 2. Art zur Gruppenentladung. Zur Erklärung des Springens ist also keine besondere neue Betrachtung erforderlich. Es ist nur darüber zu bemerken, daß die kontinuierliche Entladung bei abnehmender Speisestromstärke zweifellos bis zum Grenzwerte $i = I_0$ bestehen könnte; wenn der Übergang zur disk. Entl. 2. Art schon bei höherer Speisestromstärke erfolgt (Fig. 5), so muß das unzweifelhaft den stets vorkommenden kleinen Veränderungen in der Gasstrecke und eventuell im Vorschaltwiderstand zugeschrieben werden, wodurch das Auftreten der anomalen Entladungsform bewirkt werden kann.

§ 14. Frequenz und Glimmlichtbedeckung bei diskontinuierlichen Entladungen. Die Bestimmung der Frequenz stellt ein sehr brauchbares Mittel dar, um den Verlauf der Vorgänge in einem Diskontinuitätsgebiet zu verfolgen. Zu diesem Zwecke ist fast ausschließlich entweder der rotierende Spiegel[1]) oder ein im Entladungsstromkreise eingeschaltetes Telephon[2]) zu verwenden. Wenn nun $C > C_1$ ist und im ganzen Gebiete D_0 nur die disk. Entl. 1. Art besteht, so zeigt die Frequenz bei veränderlicher Speisestromstärke im großen ganzen die von der Theorie (§ 5) geforderte Abhängigkeit. Sie steigt zuerst mit i stark an, um dann fast plötzlich bis zu Null herabzusinken. Im rotierenden Spiegel ist bis knapp vor dem Reißpunkte die Verlängerung der Entladungsdauer nicht zu erkennen. Die Glimmlichtbedeckung der zur Erleichterung der Beobachtungen gewöhnlich drahtförmig gewählten Kathode erscheint darum im rotierenden Spiegel in eine Reihe paralleler und gleich entfernter Geraden aufgelöst (Fig. 6, Nr. 1). Von

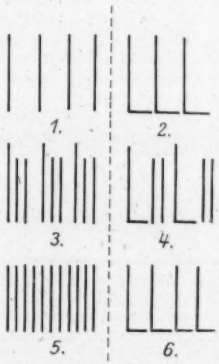


Fig. 6.

den Lichterscheinungen im Raume zwischen den Elektroden wird im § 18 die Rede sein. Die Frequenzen sind bei disk. Entl. 1. Art meistens sehr klein, ja sogar oft von nur einigen Entladungen pro Sek. Die Beobachtung im rotierenden Spiegel zeigt auch sehr deutlich das Anwachsen der Dauer der Entladung in der unmittelbaren Nähe des Reißpunktes. Das Bild im rotierenden Spiegel entspricht dann der schematischen Zeichnung Nr. 2 in der Fig. 6. Diese besondere Lichterscheinung werden wir eingehend im § 17 besprechen.

Bei konstanter Kapazität zeigt die Frequenz selbstverständlich nicht diejenige Proportionalität mit i, welche aus der Formel $f = \frac{I}{\tau_1}$ sich ergibt, wenn τ_2 vernachlässigt wird (was jedenfalls bis knapp vor dem Reißpunkte gestaltet ist) und A, M und λ_2 als Konstanten betrachtet werden (was dagegen im allgemeinen nicht angenommen werden darf). Bei großer Kapazität steigt die Frequenz langsamer an als es die

1) Die stroboskopische Methode von Holst und Oosterhuis, welche F. M. Penning (92) beschreibt, dürfte wohl bei sehr regelmäßigen Vorgängen den rotierenden Spiegel ersetzen können.

2) In der Tat tönt auch der Kondensator der Entladungsfrequenz entsprechend, wie Hittorf (19), Righi (48) u. a. bemerkt haben. Selbst die Entladungsröhre gibt einen Ton von sich (Righi (48), Valle (63)). Im allgemeinen sind jedoch diese Töne viel zu schwach, um zu genauen Messungen verwendet werden zu können.

Proportionalität erfordern würde, und das offenbar infolge der mit steigender Spannungsgleitgeschwindigkeit wegen der bestehenden Entladungsverzüge höher werdenden Zündspannung (§ 9). Bei kleiner Kapazität wächst dagegen die Frequenz stärker an, als es die Proportionalität erfordern würde. Hier spielt offenbar der selbst über die eigentliche Nachwirkungszeit sich erstreckende, die Zündspannung herabsetzende Einfluß jeder P.-Entl. die Hauptrolle. Die hier besprochenen Einflüsse kommen auch selbstverständlich dann zum Vorschein, wenn bei konstantem i die Kapazität abnimmt. Die Frequenz nimmt in diesem Falle nicht genau mit C umgekehrt proportional zu[1]). Sie steigt vielmehr zuerst langsamer, dann aber auch wiederum rascher als es dieses Gesetz erfordern würde (Valle (64)).

Für $C < C_1$ treten vor dem normalen Reißpunkte Gruppenentladungen auf. Das Bild der Glimmlichtbedeckung im rotierenden Spiegel entspricht dann der schematischen Zeichnung Nr. 3 in der Fig. 6 (als Beispiel ist die dreifache Gruppenentladung gewählt). Die Bedeckung ist bei der ersten P.-Entl. einer Gruppe stets bedeutend größer als bei den nächstfolgenden, welche im allgemeinen nicht merklich verschiedene Bedeckungen aufweisen. Das direkte, sehr auffallende Aussehen des Glimmlichtes entspricht genau diesem Sachverhalte, wodurch es bewirkt wird, daß die Kathodenbedeckung aus zwei längs dem Kathodendrahte aufeinander folgenden Teilen bestehend erscheint, der eine lichtstark und so lang wie die kürzere Partialentladungsbedeckung, der zweite lichtschwach und so lang wie die Differenz beider Bedeckungen. Beim Übergang zur kontinuierlichen Entladung entspricht das Aussehen der Gruppenentladung etwa der schematischen Zeichnung Nr. 4 der Fig. 6. Eine derartige Erscheinung hat gelegentlich S. N. Taylor (61) beobachtet und als Wechselspiel zwischen der diskontinuierlichen und der kontinuierlichen Entladung gedeutet.

Während Gruppenentladungen sich abspielen, läßt das Telephon einen Ton vernehmen, dessen Höhe der sehr kleinen Gruppenfrequenz gleich ist; wenn die Zahl der Entladungen in den einzelnen Gruppen genügend groß ist, so vernimmt man noch dazu einen der Frequenz dieser Entladungen entsprechenden Ton. Schon beim ersten Einsetzen der Gruppenentladung verändert sich jedoch nicht nur die Tonhöhe, sondern auch insbesondere die Klangfarbe des Tones so stark, daß diese Veränderung sehr genau als Anzeichen des erfolgten Überganges verwendet werden kann.

Ist die Kapazität C sehr klein, also $C < C_\infty$ (was fast immer geschehen muß, falls der Entladungsröhre keine Zusatzkapazität parallelgeschaltet wird), so gehen schließlich die Gruppenentladungen in die disk. Entl. 2. Art über (Fig. 6, Nr. 5). Die nach dem ersten anomalen Reißpunkte mit wachsender Speisestromstärke auftretenden Tonveränderungen gehen dann folgendermaßen vor sich. Nach der ersten plötzlichen Abnahme der Tonhöhe nimmt diese letzte wiederum mit i gleichmäßig zu, bis nochmals eine plötzliche und stärkere Abnahme der Tonhöhe erfolgt (Übergang zur dreifachen Gruppenentladung) usw. Schließlich, wenn die Zahl der Entladungen in den Gruppen schon ziemlich groß geworden ist, wird auch der entsprechende hohe Ton dann wahrnehmbar, neben welchem der äußerst niedrige, der Gruppenfrequenz entsprechende, fast verschwindet. Bei noch größerer Speisestromstärke hört man nur noch den hohen Ton, welcher durch gleich abstehende kurze Pausen unterbrochen erscheint (Gruppenfrequenz). Am Ende verschwinden auch diese Unterbrechungen und die disk. Entl. ist dann erreicht. Eine weitere Zunahme der Speisestromstärke bewirkt nur, wie bei der disk. Entl. 1. Art, eine entsprechende Zunahme der Tonhöhe, welche bis knapp vor dem normalen Reißpunkte besteht. Der Übergang zur kontinuierlichen Entladung erfolgt jedoch auch in diesem Falle durch das Unendlichwerden der Dauer der P.-Entl. In der Tat erniedrigt sich knapp vor dem Reißpunkte die Tonhöhe äußerst rasch, bis kein Ton mehr zu vernehmen ist. Bei sehr kleiner Kapazität ist es jedoch fast unmöglich diesen Übergang genau zu verfolgen (Fig. 6, Nr 6).

§ 15. Entladungsschwingungen und diskontinuierliche Entladungen. Wir haben am Ende des § 10 kurz bemerkt, daß bei Vorhandensein eines schwingungsfähigen Entladungsstromkreises auch im Gebiete der kontinuierlichen Entladungen periodische Veränderungen der Entladung auftreten können, welche allein als Schwingungen zu bezeichnen sind. Der dort gemachten Einteilung derselben in solche 1. und 2. Art (nach der beim Lichtbogen üblichen Nomenklatur (74)) entsprechen die dynamischen Charakteristiken $S''Y$, $S''Z$, bezw. $S''M''V''A'S''$ der Fig. 3. Nach Kaufmann dürften diese Schwingungen nur dann eintreten, wenn in S'' beide Bedingungen (17) und (18) (§ 7) erfüllt sind. Bei kleinerer Stromstärke, wenn S' an der Stelle von S'' tritt, so kann das nicht mehr der Fall sein. Infolgedessen ist es zu erwarten, daß

[1]) Aus der Annahme der indirekten Proportionalität der Frequenz mit der Kapazität hat J. Würschmidt eine Methode ersonnen, um die Eigenkapazität einer Entladungsröhre zu messen (86, 88).

Schwingungen nur bei hoher Stromstärke entstehen; bei abnehmender Stromstärke müssen sie schließlich durch eine wirklich kontinuierliche Entladung ersetzt werden. Erst bei einer noch viel kleineren Stromstärke kann der Übergang zur disk. Entl. (Springen) erfolgen. Die Anwendung der Kaufmannschen Bedingungen auf diese letzten ist darum sinnlos. Auch der Berechnung einer „äquivalenten Selbstinduktion" aus dem Werte der Springstromstärke durch Auflösung der Bedingung (18) nach L, wie sie J. Herweg (18) versucht hat, kann keine Bedeutung zugeschrieben werden. J. Herweg glaubte damit eine globale Charakterisierung der die Diskontinuität bewirkenden Hysteresiserscheinungen gewinnen zu können. Das könnte aber nur dann richtig sein, wenn die Kaufmannschen Bedingungen noch knapp vor dem normalen Springpunkte gültig wären.

Am vorteilhaftesten für die genaue Übersicht der Erscheinungen und prinzipiell richtiger ist es dagegen, beide Erscheinungen, die diskontinuierliche Entladung und die Entladungsschwingungen, voneinander getrennt zu behandeln.

Die Analogie zwischen der Schwingung 2. Art und der disk. Entl. 1. Art, bzw. zwischen der Schwingung 1. Art und der disk. Entl. 2. Art ist nur eine formale. In Wirklichkeit sind beide Erscheinungen grundverschieden. Auch bei vorhandener Selbstinduktion kann im allgemeinen kein stetiger Übergang von den disk. Entl. zu den Schwingungen und umgekehrt existieren. Dann übt nur die Hysteresis auf den Schwingungsvorgang, bzw. die Selbstinduktion auf den diskontinuierlichen Vorgang eine sekundäre modifizierende Wirkung aus. Der Wirkung auf Schwingungen kann prinzipiell dadurch Rechnung getragen werden, daß die Kaufmannschen Bedingungen nicht mehr auf die statische, sondern auf die dynamische Charakteristik angewendet werden, wie E. Riecke (40) es getan hat[1]). Dann können auch diese Bedingungen nach dem für Lichtbogenschwingungen von Simon und Barkhausen (vgl. 74) eingeführten Kriterium in der Weise verändert werden, daß für das Auftreten von Schwingungen einfach die Bedingung gilt, daß die dynamische Charakteristik im (zeitlichen) Mittel eine fallende sein muß.

Die Wirkung der Selbstinduktion auf disk. Entl. ist bis jetzt wenig studiert worden. Die Selbstinduktion muß sicher den Verlauf der dynamischen Charakteristiken zuerst abändern und infolgedessen sämtliche anomale Reißpunkte verschieben. Es kann aber auch vorkommen, daß bei jeder P.-Entl. und hauptsächlich bei den langdauernden längs der vor dem Punkte ξ stark fallenden dynamischen Charakteristik Schwingungen 2. Art auftreten, welche dann mit dem Erlöschen der P.-Entl. ihr Ende finden, um bei der nächsten wiederum aufzutreten. So hat Valle (64) oft knapp vor dem Übergange zur kontinuierlichen Entladung, wenn die P.-Entl. merklich dauerte (Fig. 6, Nr. 2)) einen sehr hohen Ton bis zum Erlöschen jeder P.-Entl. gehört. Erst bei erfolgtem Übergange hörte dieser Ton auf, was nämlich dadurch zu erklären ist, daß die damit erreichte statische Charakteristik eine steigende war, während die vor dem Übergange durchlaufene dynamische Charakteristik vor dem Punkte ξ noch eine stark fallende war. Die von Righi (48) bei großer Selbstinduktion aufgenommenen Stromkurven beweisen die hier erwähnte Tatsache. Wenn er die Selbstinduktion veränderte, so konnten merkwürdige Sprünge der Tonhöhe beobachtet werden, welche entweder durch Resonanzeffekte oder durch Übergänge von der einen zu der anderen Form der Gruppenentladungen (Valle (64)) erklärt werden können. Valle hat auch knapp vor dem Übergange der disk. Entl. 2. Art zur kontinuierlichen Entladung merkwürdige Sprünge der Tonhöhe bemerkt, jedoch bis jetzt diese Erscheinung nicht näher untersucht.

Die von Gehrcke, Reichenheim, Wertheimer (12) und später von J. Herweg (18) und von W. Schallreuter (52) als Schwingungen bezeichneten Vorgänge sind offenbar mit disk. Entl. identisch. Bei der Interpretation ihrer Arbeiten ist darum stets die abweichende Nomenklatur ins Auge zu fassen, wodurch sie die disk. Entl. 1. Art als Schwingungen 2. Art und die disk. Entl. 2. Art als Schwingungen 1. Art bezeichnen. Wirkliche Glimmlichtschwingungen, d. h. solche, welche den in der Fig. 3 gestrichelt gezeichneten dynamischen Charakteristiken entsprechen, scheinen dagegen diejenigen Entladungsvorgänge gewesen zu sein, welche K. W. Wagner (74) bei nicht zu hoher Eigenfrequenz des Entladungsstromkreises (von 7000—10000 sec^{-1}) zwischen gekühlten und blanken Kupfer- bzw. Messingelektroden in nicht verdünnter Luft erhalten hat. Die Stromstärke war dabei von der Größenordnung eines Ampères und die Form der aufgenommenen dynamischen Charakteristiken stimmt mit der für Schwingungen 1. und 2. Art in der Fig. 3 angegebenen überein. Auch Schwingungen 3. Art, d. h. solche, die zu einer Rückzündung der Entladung im umgekehrten Sinne bei jeder Periode führen, hat K. W. Wagner (74) be-

1) Bei Schwingungen 2. Art ist noch der Einfluß der Entladungsverzüge usw., wie bei der disk. Entl. 1. Art in Rechnung zu ziehen.

beobachtet, jedoch fast immer zusammen mit Bogenentladungen. Es ist ja ohne weiteres klar, daß bei so großen Stromstärken, wo schon eine starke Entladungsgattung möglich ist, periodische Vorgänge entstehen müssen, welche, insoweit sie bis zum vollständigen Erlöschen des Entladungsprozesses führen, während jeder P.-Entl. auch die schwächeren Entladungsgattungen vorübergehend zum Vorschein bringen müssen. Darum erscheinen auch solche Vorgänge derart verwickelt, daß man vorläufig noch gezwungen ist, auf ihre theoretische Behandlung zu verzichten.

§ 16. Andere Diskontinuitätsgebiete. Wenn in einer Entladungsröhre nach Überschreitung des Diskontinuitätsgebietes D_0 die kontinuierliche Entladung einmal erreicht wird, so besitzt sie noch keine positive Säule (vgl. § 17 und 18). Diese letzte entsteht nur dann, wenn die Stromstärke über eine bestimmte Grenze anwächst. Meistens ist diese positive Säule bei niedrigen Drucken geschichtet. Dann entwickelt sich dieselbe bei wachsender Stromstärke bekanntlich in der Weise, daß die Schichten die eine nach der anderen scheinbar aus der Anode herauswachsen und nach der Kathode fortschreiten. Valle (70) hat dabei beobachtet, daß jedes Erscheinen einer neuen Schicht durch das Auftreten einer regelmäßigen Diskontinuität gekennzeichnet ist, welche genau nach dem aus der Fig. 2 für das Gebiet D_1 sich ergebenden Gesetze vor sich geht. Zuerst ist die Frequenz sehr hoch, dann nimmt sie mit wachsender Speisestromstärke ab und steigt wiederum am Ende bis zu den höchsten Werten auf. Die Intermittenz besteht aus einem Wechselspiele zwischen der Entladung mit n Schichten und derjenigen mit $(n+1)$ Schichten. Vor dem Auftreten der Intermittenz besteht die Entladung mit n Schichten in einem engen i-Gebiete kontinuierlich; nach dem Aufhören der Diskontinuität geschieht dasselbe von der Entladung mit $(n+1)$ Schichten. Ein Beispiel davon (Luft) ist in der folgenden Tabelle enthalten.

Die Beobachtung der Intermittenzen geschah mit dem Telephon und mit dem rotierenden Spiegel. Dabei war die Entladungsröhre mit schwarzem Papier umhüllt, welches einen langen aber sehr engen Schlitz, parallel der Entladungsachse, besaß. Dadurch war die Untersuchung der zeitlichen Veränderungen der Lichterscheinung ermöglicht, denn sonst hätte die bedeutende Breite derselben die Anwendbarkeit der rotierenden Spiegel ausgeschlossen.

Die unter den beschriebenen Verhältnissen in den Diskontinuitätsgebieten aufgenommenen

Drahtförmige *Al*-Elektroden im Abstande von 50 mm.

$i(10^{-5}$ A.)	V (Volt)	Schichtenzahl	Bemerkungen
18,2	400	0	k. E. mit dunklem Rumpfe
—	—	0—1	Intermittenz
21,8	415	1	k. E. mit einer Schicht
—	—	1—2	Intermittenz
21,8	420	2	k. E. mit zwei Schichten
—	—	2—3	Intermittenz
25,5	425	3	k. E. mit drei Schichten
—	—	3—4	Intermittenz
36,4	435	4	k. E. mit vier Schichten
—	—	—	darauffolgende Intermittenzen und Kontinuitäten
83,8	470	7	Die Schichten ziehen sich
273,0	525	7	nach der Anode zurück
442,0	550	5	und es entsteht eine un-
612,0	595	3	geschichtete pos. Säule
642,0	605	2	an ihrer Stelle.

Teile der Stromspannungskurve kommen für die statische Charakteristik nicht in Betracht. Bei jeder Veränderung der Schichtenzahl, also auch der Verteilung der Raumladungen längs der Gasstrecke, entsteht nämlich eine neue Entladungsgattung, welche eine eigene, wenn auch sehr kurze, statische Charakteristik besitzt (§ 4). Eine Verbindung dieser kurzen Kurvenstücke durch die in den Diskontinuitätsgebieten aufgenommenen Stromspannungskurven darf überhaupt nicht vorgenommen werden. Die hier beschriebenen Erscheinungen benötigen natürlich noch einer eingehenderen Untersuchung. Es werden sich dabei höchstwahrscheinlich Elemente auffinden lassen, welche für die Theorie der Schichtenbildung von Nutzen sein werden.

Die hier beschriebenen Intermittenzen sind die einzigen, welche im Gebiete der reinen Glimmentladung die Existenz von genau begrenzten Diskontinuitätsgebieten erwiesen haben. Vielleicht waren die von H. A. Perkins (34) beobachteten Intermittenzen von derselben Art. Die von Righi (49, 50) aufgefundenen Intermittenzen zwischen Entladungen, welche von magnetischen Strahlen begleitet waren, und solche, bei denen diese letzten fehlten, dürfen als eine ganz besondere Klasse von Erscheinungen betrachtet werden.

Intermittenzen zwischen der Glimmentladung und der Bogenentladung oder der Funkenentladung sind des öfteren beobachtet worden (Cady und Vinal (4), O. Lehmann (28), H. Sieveking (56)). Die ersten hatten bei den Versuchen eine starke Selbstinduktion im Stromkreise eingeschaltet. Die von ihnen beobachtete Intermittenz dürfte demnach eher eine Glimmstrom-Bogenstrom-Schwingung als eine wirkliche disk. Entl. gewesen sein. Schwingungen und Diskontinuitäten sind ja auch hier

nicht mehr so gut zu unterscheiden, wie bei kleinen Stromstärken.

V. Spezielle Beobachtungen an diskontinuierlichen Entladungen.

§ 17. Die Partialentladungen. Um die Erscheinungen, welche bei jeder P.-Entl. vor sich gehen, genauer zu untersuchen, empfiehlt es sich, zuerst langdauernde P.-Entl. zu benützen. Die schematische Zeichnung der Fig. 7 soll die Ergebnisse der Beobachtung langdauernder P.-Entl. im rotierenden Spiegel wiedergeben (Valle (64, 67, 70)). Eine photographische Aufnahme des entsprechenden Bildes mit der Methode der beweglichen lichtempfindlichen

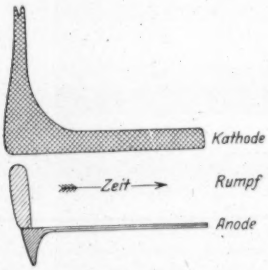


Fig. 7.

Platte (72) gelang dem Verfasser dieses Berichtes bis jetzt noch nicht. Die Partialentladung beginnt mit dem Einsetzen einer Lichterscheinung an der Kathode und einer von der Anode bis kurz vor der Kathode sich ausbreitenden schwachen diffusen Lichterscheinung, welche sofort erlischt (man vgl. § 18). Diese diffuse Lichterscheinung hat Valle (59) positive Anfangssäule genannt. Einem Vorschlage von R. Holm folgend, wird sie von nun an als das Glimmen des Townsend-Stromes bezeichnet werden. Die Elektrodenlichter breiten sich inzwischen bis zum Erreichen einer maximalen Bedeckung auf die Elektrodenoberflächen aus, und zwar am bedeutendsten auf diejenigen der Kathode. Die Entstehungszeit der P.-Entl. ist dann offenbar zu Ende und die Raumladungen haben sich normalerweise im Gase ausgebildet. Die P.-Entl. nimmt infolgedessen das gewöhnliche Aussehen der schwächsten Gattung der Glimmentladung an, welche einen dunklen Rumpf besitzt. Die Elektrodenlichter verkleinern sich dann wiederum, bis sie eine minimale Ausdehnung erreichen, welche sie auch während des längsten übrigbleibenden Teiles der Entladungsperiode fast unverändert beibehalten[1]).

Wenn die jeweilige Ausdehnung (die Länge bei drahtförmigen Kathoden) der Glimmlichtbedeckung annähernd als Maß der momentanen Entladungsstromstärke angesehen werden darf[2]), so bestätigt das Bild der P.-Entl. im rotierenden Spiegel den theoretisch, bei der Besprechung der entsprechenden dynamischen Charakteristik ($A'\xi M'$, Fig. 3) bestimmten allgemeinen Gang der Veränderungen der Entladungsstromstärke während einer P.-Entl.

Das Anwachsen der Elektrodenbedeckung am Beginne der P.-Entl. erfolgt äußerst rasch. Daß in Wirklichkeit ein solches Anwachsen mit der Zeit vorkommt und nicht die maximale Elektrodenbedeckung schon beim ersten Einsetzen der P.-Entl. plötzlich erreicht wird, ergibt sich am besten aus der Neigungsänderung, welche die annähernd geradlinigen Bilder der genannten Bedeckungen am Anfang der P.-Entl. erfahren, wenn die Geschwindigkeit des rotierenden Spiegels stark erhöht wird oder sogar der Drehsinn des genannten Spiegels plötzlich umgekehrt wird (Valle, (70)).

Die pro Partialentladung übergehende Elektrizitätsmenge hängt in erster Linie von dem Werte der Kapazität ab. Einen besonderen Einfluß üben jedoch auch bei konstanter Kapazität die Veränderungen, welche die Werte der Zünd- und der Löschspannung bei abnehmender oder zunehmender Speisestromstärke erfahren, und insbesondere der Wert dieser Speisestromstärke selbst, wenn in der Nähe des Reißpunktes eine bedeutende Verlängerung der Entladungsdauer eintritt, aus. Dann steht die während der eigentlichen Entladungsperiode durch das Gas übergehende Elektrizitätsmenge mit der aus der Entladung des Kondensators von der Spannung A' bis zu der Spannung M' herstammenden, welche annähernd schon in der Entstehungszeit verbraucht wird, in keiner Beziehung. Nur im Gebiete der kleinsten Stromstärken und selbst

1) Die P.-Entl. durchläuft in diesem Teile der Periode sehr langsam ein der statischen Charakteristik fast paralleles Kurvenstück (§ 7 u. § 10). Es ist auch möglich, daß die Entwicklung der P.-Entl. unter besonderen Verhältnissen auch über die Glimmentladung mit dunklem Rumpfe führe. Dann entsteht während der P.-Entl. eine positive Säule. Die entsprechende Erhöhung der Stromstärke macht aber gleichzeitig die Elektrodenspannung kleiner, wodurch die Entladung erlischt. Das ist in engen langen Geißler-Röhren gewöhnlich der Fall (§ 21).

2) Das kann allerdings nur in erster Annäherung gelten, denn das Hehl-Wilsonsche Gesetz darf in Wirklichkeit nur auf stationäre Zustände angewendet werden. Während der Entstehungszeit einer P.-Entl. ist die zweifache Grenzionisierung an der Kathode noch nicht voll ausgebildet. Eine normale unveränderliche Stromdichte besteht deswegen ebenfalls an der Kathode noch nicht.

dann nur, wenn die P.-Entl. eine, nicht merklich von Z sich unterscheidende, sehr kurze Zeit andauert, kann erwartet werden, daß die pro P.-Entl. übergehende Elektrizitätsmenge sich bei konstanter Kapazität mit genügender Annäherung von der Speisestromstärke als unabhängig erweise[1]). Schon Hittorf (19) hat das bemerkt, jedoch immer noch eine gewisse Zunahme der Elektrizitätsmenge mit wachsender Stromstärke aufgefunden.

J. Würschmidt (86, 87) machte die Annahme, daß auch bei sehr kurzdauernden P.-Entl. das Hehl-Wilsonsche Gesetz im Mittel gültig sei. Wenn diese Annahme annähernd trifft, so muß die maximale Glimmlichtbedeckung b (welche allein gemessen werden kann, weil der rotierende Spiegel das Entladungsbild in dem behandelten Falle zu wenig ausbreitet) mit der pro P.-Entl. übergehende Elektrizitätsmenge e proportional gesetzt werden. Dieser Elektrizitätsmenge entspricht eine mittlere Stromstärke $\frac{e}{\tau_2}$ (τ_2 = Entladungsperiode). Ist etwa a der für die kontinuierliche Glimmentladung geltende Proportionalitätsfaktor des Hehl-Wilsonschen Gesetzes ($b = aI$), so ist offenbar:

$$b = \frac{ae}{\tau_2}. \qquad (20)$$

e kann annähernd aus der galvanometrisch gemessenen mittleren Entladungsstromstärke I_m durch Division mit der Frequenz n zu $\frac{I_m}{n}$ errechnet werden. Dann ist:

$$b = \frac{aI_m}{\tau_2 n},$$

wo aI_m die bei einer mit I_m gleichen Speisestromstärke zufälligerweise (infolge langsamer Hysteresiserscheinungen) auftretenden kontinuierlichen Entladung vorhandene Bedeckung b_0 bedeutet. Es ist somit:

$$b = \frac{b_0}{\tau_2 n},$$

woraus

$$\tau_2 = \frac{bn}{b_0} \qquad (21)$$

sich ergibt. Würschmidt hat nach dieser Methode Werte für die Entladungsdauer τ_2 aufgefunden, welche (im Druckbereiche von 1,5 bis 8,0 mm Hg) von der Größenordnung 10^{-5} bis 10^{-4} sec und somit bedeutend kleiner waren als die aus den Oszillogrammen von Valle für die Entstehungszeit Z sich ergebenden Zahlen (§ 11). Besondere Folgerungen können jedoch aus dieser Tatsache nicht gezogen werden, da beide Bestimmungsmethoden viel zu ungenau waren.

Nach der elementaren Theorie dürften sowohl e wie τ_2 mit wachsender Kapazität proportional zunehmen, also b konstant bleiben. In der Tat wächst b mit der Kapazität sehr stark an, wie alle Experimentatoren beobachtet haben. Es handelt sich dabei offenbar um eine sehr komplizierte Wirkung, welche schon beim ersten Einsetzen der P.-Entl. auftritt und es ermöglicht, daß bei großer Kapazität die Spannung in den ersten Augenblicken der Stoßionisierung nicht sofort abnehme, wodurch zu einer nachherigen Bildung einer starken Gasleitfähigkeit (während der fast konstanten Entstehungszeit Z) Anlaß gegeben werden kann. Das kann bei kleiner Kapazität nicht vorkommen (§ 11).

Da τ_2 bei gleichbleibender Kapazität bis knapp vor dem Reißpunkte sehr langsam mit i zunimmt, so dürfte eigentlich nach der Formel (20) eine schwache Abnahme der Glimmlichtbedeckung mit wachsender Stromstärke eintreten (e darf nämlich in diesem Falle annähernd als konstant betrachtet werden). In der Tat ist auch hier eine Zunahme der Bedeckung stets zu beobachten. Der Grund dafür muß offenbar derselbe sein, nur die Wirkung ist eine viel kleinere, wie bei wachsender Kapazität. Würschmidt hat überhaupt bemerkt, daß, wo immer auch eine Ursache vorhanden ist, welche die Entladungsdauer verlängert, die Glimmlichtbedeckung selbst größer wird. Der Grund dafür ist jedoch nicht in der eigentlichen Verlängerung der Entladungsdauer zu suchen, sondern vielmehr in der Wirkung, welche dieselben Faktoren, die die Entladungsdauer verlängern, auch auf die maximale, am Ende der Entstehungszeit erreichbare Gasleitfähigkeit ausüben. Die beobachtbare Glimmlichtbedeckung darf nämlich im allgemeinen als annähernd proportional mit der entsprechenden maximalen Entladungsstromstärke angesehen werden. Wenn die stärkere erste P.-Entl. einer Gruppe bei diskontinuierlicher Gruppenentladung eine größere Glimmlichtbedeckung aufweist als die ihr folgenden, so ist auch diese Tatsache mit der hier besprochenen Ursache in Verbindung zu setzen.

§ 18. Das Glimmen des Townsend-Stromes und sein dunkler Raum (Valle, (69)). Das Glimmen des Townsend-Stromes, welches

[1]) Die in Rede stehende Unabhängigkeit dürfte nur dann genau auftreten, wenn vor jeder P.-Entl. die Stromquelle ausgeschaltet werden würde. Dann hätte man aber auch nicht mehr mit disk. Entl. zu tun. Etwas Ähnliches geschieht beim Vorschalten einer Funkenstrecke veränderlicher Länge. Tatsächlich hat dann J. Würschmidt (86, 87) die erwartete Unabhängigkeit konstatiert, wenn er die Frequenz durch Veränderung der Länge der Funkenstrecke variierte.

nur im ersten Momente des Entstehens einer P.-Entl. im Raume zwischen den Elektroden aufblitzt und nachher sofort erlischt, kommt offenbar deswegen zustande, weil in jenem Momente das elektrische Feld längs der Entladungsstrecke noch nicht jene besondere Gradientverteilung aufweist, welche bei vollkommen ausgebildeter Glimmentladung die Feldstärke im Rumpfe unter dem minimalen für die Lichterregung durch Elektronen erforderlichen Werte herabsetzt. Demzufolge kann im Rumpfe beim Beginn der Entladung noch ein hoher Potentialgradient bestehen und nicht nur Lichterregung, sondern auch eine starke Stoßionisierung von seiten der eben in jenem Momente an der Kathode durch den positiven Ionenstoß entstandenen Elektronen auftreten. Sobald aber ein normaler Kathodenfall sich ausgebildet hat (d. h. sobald die Entstehungszeit Z der P.-Entl. verstrichen ist), so muß auch diese Innenionisierung und auch die Lichterregung aufhören, weil der Potentialgradient im Rumpfe unter den erforderlichen Minimalwert herabsinkt.

Der hier besprochene Townsend-Strom ist an und für sich kein selbständiger Entladungsvorgang. Die von der Kathode abgestoßenen Elektronen erzeugen ihn wie es die Thermoelektronen in dem von Townsend untersuchten Falle tun. Infolgedessen ist auch die Zündspannung A_0 nicht mit der zur Erhaltung eines selbständigen Townsend-Stromes nötigen kleinsten Elektrodenspannung zu verwechseln (man vgl. diesbezüglich E. Dubois (6) und R. Holm (21)).

Die ungemein kurze Dauer des Glimmens des Townsend-Stromes verleiht ihm die Eigenschaft den Zustand der Entladungsstrecke (die Potentialverteilung) beim ersten Einsetzen jeder Partialentladung in gewissem Sinne direkt wahrnehmbar zu machen. Diese wichtige Eigenschaft tritt bei disk. Entl. 2. Art insbesondere hervor. Jede P.-Entl. entsteht hier in einem Augenblicke, wo die für die Glimmentladung charakteristische Potentialverteilung noch nicht ganz verschwunden ist. Infolgedessen blitzt der Townsend-Strom nur an denjenigen Stellen der Gasstrecke auf, wo die Feldstärke über den erforderlichen Minimalwert schon angewachsen ist. In den anderen Gebieten bleibt die Entladungsstrecke dunkel. Insbesondere ist bei disk. Entl. 2. Art das Glimmen des Townsend-Stromes durch einen mehr oder minder breiten dunklen Raum in zwei leuchtende Teile getrennt. Das geschieht deswegen, weil in dem mittleren Gebiete des Rumpfes die Feldstärke nach dem Erlöschen einer jeden E.-Entl. ein Minimum besitzt, welches auch während eines großen Teiles der Nachwirkungszeit und trotz dem einsetzenden Anstieg der Elektrodenspannung als relatives Minimum erhalten bleibt. Die Breite des in der Umgebung dieses Minimums auftretenden dunklen Raumes der positiven Anfangssäule muß natürlich von der zwischen zwei aufeinanderfolgenden P.-Entl. verfließenden Zeit τ_1 abhängig sein, welche jedenfalls ihrerseits kleiner als T sein muß.

Die Veränderung von τ_1 kann auch durch eine Veränderung der Spannungsgleitgeschwindigkeit $v = \frac{i}{C}$ bewirkt werden. Die Versuche ergaben stets eine Zunahme der Ausdehnung des dunklen Raumes mit steigendem v, gleichviel ob das Ansteigen von v durch eine Verminderung der Kapazität oder durch eine Erhöhung der Speisestromstärke bewirkt war. Bei einem bestimmten höchsten Werte der Spannungsgleitgeschwindigkeit verschwindet das Glimmen des Townsend-Stromes an der Kathodenseite vollständig, nachdem es zu einer sehr engen leuchtenden Schicht in der Nähe der Kathode zusammengeschrumpft ist. Bei noch höherem v ist dann nur der an der Anode liegende Teil vorhanden, welcher selbst bald verschwindet. Schon vor dem Einsetzen der kontinuierlichen Entladung (wenn i erhöht wird) ist der Rumpf vollständig dunkel geworden.

Die in der Tafel wiedergegebenen photographischen Aufnahmen lassen die ganze Reihenfolge der Lichterscheinungen erkennen, welche bei wachsender Stromstärke (von rechts nach links) auftreten. Die zwei ersten Bilder entsprechen der disk. Entl. 1. Art, die vier darauffolgenden der disk. Entl. 2. Art. Die vier letzten Bilder sind nach dem n. Reißpunkte, d. h. bei kontinuierlicher Entladung, aufgenommen worden.

Das erste Auftreten des dunklen Raumes (drittes Bild von rechts beginnend) erfolgt im allgemeinen, wenn die disk. Entl. 2. Art schon entstanden ist. Beide Erscheinungen brauchen nämlich nicht gleichzeitig aufzutreten. Das erfolgt, nach Valle, nur dann, wenn die Kapazität die höchsten, das Entstehen der disk. Entl. 2. Art noch gestattenden Werten ($< C_x$) annimmt. Im Grenzfalle nimmt die Stelle, wo der dunkle Raum in der positiven Anfangssäule zum ersten Male entsteht, eine bestimmte Lage an, welche der Anode näher steht als der Kathode. Diese Lage dürfte dann die Stelle erkennbar machen, wo das Potentialgradient bei der, knapp vor dem Einsetzen einer P.-Entl., nach beendigtem Wiederherstellungsprozeß, bestehenden unselbständigen (Sättigungs-)Strömung sein Minimum aufweist. Für planparallele ausgedehnte Elektroden könnte infolgedessen das

Verhältnis der Entfernungen der in Rede stehenden Stelle von den Elektroden dem Verhältnisse der Ionenbeweglichkeiten gleichgesetzt werden. Für drahtförmige Elektroden in Luft hat Valle für das Verhältnis der Entfernungen Werte aufgefunden, welche zwischen 1,7 (für 2 mm Druck) und 3,0 (für 0,1 mm Druck) enthalten waren.

Bei nicht zu geringer Kapazität ist auch die Nachwirkungszeit T aus dem Werte der beim ersten Einsetzen des dunklen Raumes vorkommenden Frequenz f zu bestimmen. Dann kann einfach $\tau_1 = T = 1/f$ gesetzt werden, weil τ_2, die Entladungsdauer vernachlässigt werden darf. Bei den Valleschen Versuchen ergaben sich immer, wie wir schon im § 11 bemerkt haben, für T Werte von der Größenordnung 10^{-3} sec.

Bei den Gruppenentladungen, welche insbesondere dann genau zu beobachten sind, wenn die Kapazität ziemlich groß (jedoch kleiner als C_1) ist, besitzt das Glimmen des Townsend-Stromes bei der ersten P.-Entl. jeder Gruppe keinen dunklen Raum; die darauffolgenden P.-Entl. zeigen dagegen einen schon merklich ausgedehnten dunklen Raum. Das bestätigt in auffallender Weise die Theorie der Gruppenentladungen (§ 12).

Aus dem Gesagten geht insbesondere hervor, daß das Glimmen des Townsend-Stromes, welche so kurz andauert, daß es direkt ohne Hilfe des rotierenden Spiegels bei voller Lichtstärke untersucht werden kann, die Potentialverteilung im Innern der Gasstrecke in dem Momente, wo eine P.-Entl. entsteht, zu erkennen gibt. Die allmählich bei langsam abnehmender Frequenz auftretenden Veränderungen der entsprechenden Lichterscheinung in der positiven Anfangssäule (vom fünften bis zum neunten Bilde der photographischen Tafel, von links beginnend) macht demnach die Reihenfolge der raschen Veränderungen sozusagen stroboskopisch sichtbar, welchen die Potentialverteilung längs der Gasstrecke nach dem Erlöschen einer P.-Entl. unterliegt. Bei der Interpretation der sichtbaren Veränderungen muß natürlich als unabhängige Variable der reziproke Wert der Frequenz, d. h. annähernd die zwischen zwei aufeinanderfolgenden Entladungen vergehende Zeit gewählt werden. Valle hat auf diese Weise auch die Geschwindigkeit bestimmt, mit welcher die anfangs voneinander sehr entfernten Grenzen des dunklen Raumes sich annähern. Es ergab sich dabei eine ausgesprochene Abhängigkeit dieser Geschwindigkeit von der Entfernung zwischen der Grenze und derjenigen Stelle, wo der dunkle Raum verschwand. Die Geschwindigkeit war sowohl für die Kathoden- als für die Anodengrenze bei gleicher Entfernung annähernd dieselbe und nahm mit der Entfernung sehr stark ab. Mit wachsender Kapazität nahmen ebenfalls überall die hier in Rede stehenden Geschwindigkeiten bedeutend ab. Über die in diesem Paragraphen besprochenen Erscheinungen ist in der älteren Literatur keine Andeutung zu finden. Es mag nur erwähnt werden, daß die zufälligerweise von W. P. Graham (14) und R. Reiger (36) beobachteten Entladungen mit einer nur in der Nähe der Kathode leuchtenden positiven Säule den hier besprochenen Entladungserscheinungen entsprechen dürften. Auch J. Stark (59) erwähnt vorübergehend, daß ausnahmsweise eine derartige Ausbildung der positiven Säule bei Gasentladungen auftreten kann.

§ 19. Zündspannung und Löschspannung. Über die Zündspannung und die Löschspannung bei disk. Entl. (D_0) hat zuerst S. N. Taylor (61) eine Untersuchung mit Verwendung der Braunschen Röhre angestellt. Es stellte sich dabei heraus, daß mit wachsender Frequenz die Zündspannung im allgemeinen abnimmt, die Löschspannung dagegen zunimmt. Diese Tatsachen stehen mit der Theorie (§ 9 und § 10) in vollem Einklange. Die Bestimmung der Löschspannung gelingt jedoch insbesondere bei raschen Prozessen sehr schwer. Dann sind überhaupt nur aus den ebenfalls nicht leicht zu erhaltenden dynamischen Charakteristiken zuverlässige Werte für die Löschspannung zu entnehmen. Aus einigen von Valle (64) oszillographisch bestimmten dynamischen Charakteristiken können folgende Zahlen entnommen werden.

Frequenz	Löschspannung	Zündspannung
30 sec^{-1}	270 Volts	750
109 „	275 „	750
555 „	400 „	700

Die Abhängigkeit von der Frequenz kommt dabei sehr deutlich zum Vorschein[1]); diese Zahlen reichen jedoch zur Konstruktion der kritischen Kurve nicht aus, da die entsprechenden Werte der Entladungsstromstärke sehr schwankend sind.

Bei der kritischen Kurve muß nämlich als Abszisse die Entladungsstromstärke gewählt werden, welche im Momente der Zündung oder des Erlöschens der Entladung im Gase besteht; sie ist im allgemeinen schwer zu ermitteln. Eben deswegen wird es in der Praxis vorgezogen, die Zündkurve, welche leichter zu bestimmen ist, anzugeben. Bei dieser letzten wird als Abszisse irgendeine Größe gewählt, welche nur die

1) Die von F. M. Penning (92) vor kurzem bestimmten Werte geben ein bedeutend besseres Beispiel der hier besprochenen Abhängigkeit (man vgl. den bei der Korrektur hinzugefügten § 23).

Raschheit des periodischen Vorganges zu charakterisieren vermag: die Speisestromstärke (Geffcken (10)), die Frequenz (Mauz und Seeliger (30)) oder die Kapazität Geffcken (10), (Valle (69)). Die physikalisch offenbar bedeutungsvollere kritische Kurve wird somit in der Praxis durch eine leichter bestimmbare Kurve ersetzt, welche überdies den Vorteil aufweist, daß die Veränderungen der Zündspannung infolge der Entladungsverzüge bei ihr besonders hervortreten.

So ergaben tatsächlich die Zündkurvenaufnahmen von E. Mauz und R. Seeliger (30) bei Erhöhung der Frequenz von 0 bis 10^3 sec^{-1} für die Zündspannung den infolge der Entladungsverzüge zu erwartenden Verlauf, d. h. zuerst eine Zunahme und dann weiter eine Abnahme der Zündspannung bis zu ihrem statischen Werte und manchmal auch unter denselben[1]). Bei konstanter Frequenz nahm die Zündspannung mit wachsender Spannungsgleitgeschwindigkeit infolge der Entladungsverzüge stets bedeutend zu.

H. Geffcken hat die Aufnahme der Zündkurve bis zum anomalen Reißpunkte (d. h. bei unserer Deutung seiner Versuchsergebnisse (§ 13) bis zum Auftreten der disk. Entl. 2. Art) verfolgt und dabei ganz ähnliche Verhältnisse aufgefunden. Bei disk. Entl. 2. Art hat Valle (69) schon früher eine fast bis zur statischen Löschspannung führende Abnahme der Zündspannung beobachtet.

In bezug auf die Methoden, welche zur Bestimmung der Zündspannung ersonnen worden sind, ist folgendes zu sagen. Diese Methoden sind zweckmäßig als dynamische Methoden zu bezeichnen, weil das Bestehen einer ununterbrochen vor sich gehenden disk. Entl. während der Messung das Auftreten abnorm hoher Entladungsverzüge infolge einer mangelhaften diffusen Ionisation der Gasstrecke ausschließt. J. Geffcken (10) hat dagegen eine Ventilröhre (Elektronenröhre, deren Anode mit dem Gitter verbunden war) in der Zuleitung zu einem der Entladungsröhre parallelgeschalteten Elektrometer eingeschaltet. Bei Ausschaltung der Ventilröhre maß dann das Elektrometer, wenn die Entladung kontinuierlich war, die zugehörige Brennspannung. E. Mauz und R. Seeliger (30) verwendeten eine Wechselstromkompensationsmethode, wodurch die in einem die in Betrieb stehende Entladungsröhre und eine Ventilröhre enthaltenden Nebenstromkreise wirkende Wechselspannung potentiometrisch solange verringert wurde, bis die maximale an einem Voltmeter gemessene Spannung eben einen Strom in die Ventilröhre bewirkte. Die von G. Valle (69) verwendete Methode stützte sich auf folgende Überlegungen. Wenn eine disk. Entl. bestimmter Frequenz in einer Entladungsröhre vor sich geht, so bewirkt eine Abnahme der elektromotorischen Kraft E der Stromquelle das plötzliche Erlöschen der Entladung, sobald $E = A$ wird[1]). Der genauen Formel:

$$\tau_1 = v \ln \frac{E - M}{E - A} \qquad (15)$$

nach erfolgt das Erlöschen der Entladung für $\lim E \to A$ wegen des Unendlichwerdens des Logarithmus fast sprungsweise. Die minimale elektromotorische Kraft, bei welcher eine schon vorhandene disk. Entl. bestimmter Frequenz plötzlich erlischt, kann demzufolge mit der für ihre Frequenz geltende Anfangsspannung identifiziert werden. In der Tat bewirkt die mit der Abnahme der elektromotorischen Kraft parallelgehende Abnahme der Frequenz eine Erhöhung der Zündspannung, welche noch rascher die Entladung zum Erlöschen bringt. Die Genauigkeit der Meßmethode wird dadurch erhöht. Valle hat die Veränderung der elektromotorischen Kraft stufenweise durch Ausschaltung einzelner Akkumulatorenzellen bewirkt (Genauigkeit der Messung etwa 2 Volts). Bei potentiometrischer Veränderung von E könnte selbstverständlich die Genauigkeit der Messung erhöht werden. Die Vallesche Methode ist später von E. Dubois (6) systematisch zur Untersuchung der Abhängigkeit der Zündspannung von der Natur der Elektroden verwendet worden.

W. Schallreuter (52) hat, jedenfalls nur bei kleiner Frequenz, die Zündspannung und die Löschspannung gleichzeitig bestimmt. Er verwendete dabei ein Saitengalvanometer, welches unter Benützung eines sehr großen Vorschaltwiderstandes als Voltmeter der Entladungsstrecke parallel geschaltet war. Aus den gleichzeitig wegen der Netzhautnachempfindung sichtbaren Extremlagen der schwingenden Saite ergaben sich die Werte von A und M. Die Zuverlässigkeit der Methode, wurde durch gleich-

1) Aus diesem besonderen Verlauf der Zündkurve, welche bei sehr kleinen Stromstärken steigend ist, erklärt sich auch die Tatsache, daß die Stromspannungskurve, welche bei disk. Entl. der Theorie nach stets fallend sein müßte, bei den kleinsten Stromstärken in Wirklichkeit steigend ist (Valle (65)).

1) Bei kontinuierlichen Entladungen dürfte dagegen E bis zu $M_0 < A$ herabsinken, ohne das Erlöschen der Entladung zu bewirken. Es ergibt sich daraus die etwas paradox erscheinende Tatsache, welche auch stets konstatiert werden kann, daß bei Verwendung einer Stromquelle geringer elektromotorischer Kraft, wenn eine Entladung überhaupt durch Kunstgriffe noch erzeugbar, diese stets kontinuierlich ist. Nur bei größerer elektromotorischer Kraft wird das Bestehen einer disk. Entl. erst möglich.

zeitige Anwendung einer, derjenigen von Mauz und Seeliger (30) sehr ähnlichen Kompensationsmethode mit Gleichstrom geprüft. Schallreuter bezweckte hauptsächlich bei seinen Messungen die Abhängigkeit der Grenzspannungen vom Drucke zu bestimmen. Die von Schallreuter gefundenen Beziehungen waren im großen ganzen schon bekannt. Seine Messungen verdienen jedoch ein besonderes Interesse, weil sie zuverlässige Werte liefern und überdies auf reine Edelgase (*He*, *Ne*, *Ar*) oder auf Mischungen derselben in genau angegebenem Verhältnisse sich beziehen. Aus den Bestimmungen von Schallreuter ergibt sich mit Sicherheit, daß auch in den Edelgasen die Differenz $A-M$ mit wachsendem Drucke beständig zunimmt, daß die Druckabhängigkeit für beide Grenzspannungen qualitativ die gleiche ist und daß ein Minimum beider Grenzspannungen bei einem bestimmten niedrigen Werte des Druckes vorhanden ist. In bezug auf die hier besprochenen Methoden muß bemerkt werden, daß sie eigentlich nicht die Zündspannung und die Löschspannung zu bestimmen gestatten, sondern bloß die maximale und die minimale während einer Periode auftretende Elektrodenspannung liefern (man vgl. § 10).

§ 20. Einfluß des Druckes, der Elektrodenentfernung, der Gasart und der Elektroden auf diskontinuierliche Entladungen. Die Wirkung von Druckveränderungen auf disk. Entl. steht in enger Beziehung mit der am Ende des vorigen Paragraphen besprochenen Druckabhängigkeit der Grenzspannungen. Bei gleichbleibenden Eigenschaften des speisenden Stromkreises müssen demzufolge die Frequenzen (wenn sie entfernt vom normalen Reißpunkte, d. h. auch vom Frequenzsturz, gemessen werden) mit zunehmendem Drucke abnehmen. Das ist durch die Vergrößerung sowohl der Ladungsperiode wie auch der Entladungsperiode bewirkt. Bei großer Stromstärke muß jedoch die Vergrößerung dieser letzten auch eine merkliche Zunahme der Gesamtleitfähigkeit der Entladungsstrecke bewirken (§ 17) und infolgedessen dem Abnehmen der Frequenz mit wachsendem Drucke entgegenwirken. In der Tat hat Valle (64) bei kleinen Stromstärken das Abnehmen der Frequenz mit steigendem Drucke konstatiert, bei großen Stromstärken dagegen ein deutliches Zunehmen derselben beobachtet. Der normale Reißpunkt verschiebt sich bei wachsendem Drucke nach Stellen höherer Stromstärke. Dasselbe geschieht mit sämtlichen anomalen Reißpunkten, welche sich nach Stellen größerer Speisestromstärke und kleinerer Kapazität verschieben (Geffcken (10), (Valle (64)). Mit wachsendem Drucke erweitert sich somit das ganze Gebiet D_0 bedeutend. Ähnliche Verhältnisse dürften auch bei konstantem Drucke mit wachsender Elektrodenentfernung auftreten. Es fehlen jedoch brauchbare Versuchsergebnisse darüber vollständig.

Die erwähnte Abhängigkeit der Breite des Gebietes D_0 vom Drucke bringt mit sich, daß, wie bekannt ist, bei hohem Drucke überhaupt nur disk. Entl. möglich sind, wenn die Bogenentladung nicht auftreten kann. Die bei hohen Drucken auftretenden Funkenentladungen stellen jedoch eine von der eigentlichen Glimmentladung ganz verschiedene Entladungsgattung dar, so daß eigentlich bei hohen Drucken die Existenz einer viel verwickelteren Reihenfolge der Erscheinungen während einer jeden Periode vermutet werden muß. Ähnliche, jedenfalls den neuen Verhältnissen angepaßte Erscheinungen dürften nach Valle (70) wohl auch bei kleinem Drucke unter Benützung sehr großer Elektrodenentfernungen reproduzierbar sein und dabei eine eingehendere Untersuchung der Vorgänge gestatten.

Die Ausbreitung des Gebietes D_0 nach Stellen höherer Stromstärke bringt es auch natürlich mit sich, daß knapp vor dem Übergange zur kontinuierlichen Entladung, bei wachsendem Drucke die Leistung des diskontinuierlichen Prozesses sich erhöht. Dabei kann die Frequenz durch entsprechende Veränderung der Kapazität jeden beliebigen Wert erhalten. Die Verwendung der disk. Entl. zur Erzeugung bedeutend intensiver Hochfrequenzströme (durch magnetische Kopplung) ist also als prinzipiell möglich zu erklären. Zur Schätzung der dabei in Wirklichkeit erhältbaren Leistung von seiten einer Entladungsröhre (Glimmlampe) hat Schallreuter (52) die maximale Stromstärke gemessen, welche bei verschiedenen Drucken und verschiedener Gasfüllung erreicht werden konnte, ohne das Aufhören der Diskontinuität zu bewirken. Auch die Lautstärke des von einem im Stromkreise eingeschalteten Telephone emittierten Tones zeigte entsprechende Veränderungen, welche zur Schätzung der Leistung verwendet werden konnten. Bei einem Drucke von 30 mm *Hg* ergaben sich maximale Stromstärken von $1{,}517 \cdot 10^{-3}$ A. (im Ne), $1{,}734 \cdot 10^{-3}$ A. (in einem *Ne-He*-Gemische im Verhältnisse 3 : 1), $2{,}600 \cdot 10^{-3}$ A. (im reinen *He*). Die Überlegenheit des reinen Heliums als Gasfüllung für die Verwendung einer Glimmlampe als Hochfrequenzgenerator kann somit als erwiesen gelten.

Es handelt sich hier jedenfalls nur um eine quantitative Wirkung der Gasart auf die disk. Entl. Über eine qualitative Wirkung der Gas-

art auf die in Rede stehenden Vorgänge ist bis jetzt nichts bekannt geworden. Gassiot (8, 9) benützte eine Kohlendioxydfüllung, Hittorf (19, 20) Wasserstoff, Righi (48) Luft, die ebenfalls von Valle und Geffcken (10) verwendet worden ist; Herweg (18) hat neben Luft, auch Stickstoff und Wasserstoff benützt. Die qualitative Übereinstimmung der bei allen diesen Untersuchungen erzielten Ergebnisse ist auffallend. Valle hat vor kurzem in Stickstoffoxydul disk. Entl. 2. Art erzeugt und dabei ganz ähnliche Erscheinungen im leuchtenden Rumpfe beobachtet, wie sie bei Luftfüllung auftreten.

Über den Einfluß des Elektroden auf disk. Entl. ist heute noch wenig bekannt. Daß bei Metallen mit höherem Kathodenfall die Zündkurve höher liegen muß, wie Geffcken (10) beobachtet hat, ist selbstverständlich. E. Dubois (6) fand in H, CO_2 und Luft bei noch unbenützten Elektroden eine starke Herabsetzung der Zündspannung, welche, seiner Meinung nach, durch das Vorhandensein salzartiger Verunreinigungen in dem noch unbenützten Metalle zu erklären ist, die eine sekundäre Elektronenemission von seiten der Kathode bewirken. Die Wärmekapazität der Elektroden muß natürlich eine Wirkung auf die langsame Hysteresis (§ 8), insoweit diese hauptsächlich thermischen Ursprungs ist, ausüben (Geffcken (10)). Die Form der Elektroden muß endlich, indem sie den Verlauf des Feldes längs der Gasstrecke bestimmt ebenfalls eine sekundäre Wirkung auf die Erscheinungen ausüben. Diese Wirkung ist jedoch, insoweit diskontinuierliche Glimmentladungen in Betracht kommen, bis jetzt nicht direkt untersucht worden.

§ 21. Einfluß der Temperatur auf diskontinuierliche Entladungen. Hier kommt offenbar nur der Einfluß einer gleichmäßigen Erwärmung der ganzen in der Entladungsröhre enthaltenen Gasmasse in Betracht. Bei lokaler Erwärmung der einen oder der anderen Region der Entladung entstehen natürlich lokale Dichteveränderungen in der Gasstrecke, welche auf die Grenzspannungen ihren Einfluß ausüben und den Entladungsvorgang verändern. Solche Erscheinungen lassen aber den reinen Einfluß der Temperatur nicht erkennen.

Bei gleichmäßiger Erwärmung der ganzen Gasmasse (d. h. bei isometrischer Erwärmung der Gasstrecke) haben zuerst G. C. Schmidt (53) und später L. Amaduzzi (1) das Verschwinden der positiven Säule (vgl. Anm. 1 auf S. 481) einer Glimmentladung beobachtet. Gleichzeitig nahm die Stromstärke zu. Valle (68, 71) hat diese Erscheinung näher untersucht, und zwar bei den Vorversuchen, sogar mit denselben Geißler-Röhren, welche Amaduzzi verwendet hatte. Es stellte sich dabei heraus, daß die Erscheinung nur dann zustande kam, wenn die Entladung diskontinuierlich war. Das Verschwinden der positiven Säule kam dadurch zustande, daß die disk. Entl., welche anfangs der 1. Art angehörte bei wachsender Erwärmung in die Gruppenentladung und von dieser in eine disk. Entl. 2. Art überging. Schließlich ging auch diese letzte Entladungsart in die kontinuierliche Entladung über. Eine gleichmäßige Erwärmung der Gasstrecke bewirkt also genau dieselben Erscheinungen wie die Erhöhung der Speisestromstärke. In der Tat wächst auch bei wachsender Temperatur die mittlere Entladungsstromstärke bedeutend. Um die ganze Reihenfolge der Veränderungen zu erhalten, genügte bei den Valleschen Versuchen eine Erwärmung bis etwa 300° vollständig. Sämtliche im Laboratorium vorhandenen Geißlerröhren mit den verschiedensten Gasfüllungen wurden ausprobiert und immer konnten genau dieselben Erscheinungen beobachtet werden.

Die Erklärung derselben sucht Valle in der Verlängerung der Nachwirkungszeit auf, welche durch die die Ionenwiedervereinigung herabsetzende Temperaturerhöhung bewirkt wird. Jedenfalls ist eine Erhöhung der diffusen Ionisierung der Gasstrecke oder eine direkte Herabsetzung der Zündspannung durch die Erwärmung als Ursache der Erscheinung auszuschließen, da die dazu erforderliche Erwärmung eine viel höhere sein müßte. Die Zündspannung nimmt natürlich beim Übergange zur disk. Entl. 2. Art sehr stark ab, aber das ist nur als eine normale Erscheinung zu betrachten, welche beim genannten Übergange stets auftreten muß (§ 19). Aus den Versuchen Valles kann darum mit einer gewissen Sicherheit geschlossen werden, daß die Erwärmung einer Entladungsstrecke die Nachwirkungszeit herabsetzt (§ 11).

Wenn auch die Temperatur, insoweit sie genügend klein bleibt, nicht als direkter Ionisator in Betracht kommen kann, so ist jedoch zu vermuten, daß eine künstliche sekundäre Ionisation der Entladungsstrecke zu ähnlichen Erscheinungen Anlaß geben dürfte, wie sie bei Erhöhung der Temperatur tatsächlich beobachtet worden sind. Versuche in dieser Richtung sind jedoch bis jetzt noch nicht unternommen worden. R. Reiche (41) hat ja die Entladungsstrecke bei seiner Untersuchung sekundär ionisiert, aber die von ihm erzielten Ergebnisse sind für den gewünschten Zweck nicht direkt verwendbar. Valle hat vor kurzem eine glühende Kathode angewendet und dabei durch Veränderung ihres Glühzu-

standes ebenfalls die Aufeinanderfolge sämtlicher Arten der disk. Entl. und den Übergang zur kontinuierlichen Entladung bewirkt. Es ist jedoch noch fraglich, ob diese Erscheinung wirklich von der Elektronenemission oder nicht vielmehr von der im Gase (3—4 mm Druck) erzeugten Erwärmung bewirkt war.

Über die bei diskontinuierlichen Prozessen im Gase erzeugte Joulesche Wärme sind bis jetzt, wenn man von älteren Untersuchungen und Betrachtungen (E. Goldstein (13); E. Wiedemann u. G. C. Schmidt (81)) absieht, genaue Versuche nicht unternommen worden.

§ 22. Nebenerscheinungen: die Empfindlichkeit der diskontinuierlichen Entladungen. Anwendungen. Eine besondere Eigenschaft der disk. Entl. ist durch ihre ausgesprochene Empfindlichkeit gegen jede äußere Einwirkung gegeben. So fand schon Hittorf (19), daß die disk. Entl. bei Annäherung von Leitern reagiert und ihr Aussehen sowie ihre Frequenz beim Berühren der Entladungsröhre mit der Hand verändert. Diese Erscheinung ist später durch Beobachtungen von J. Stark (59), R. Reiger (36), G. Valle (63) und W. Schaffreuter (52) bestätigt worden. Sie erklärt sich leicht durch Veränderungen der Kapazität der Entladungsröhre.

O. Berg (2) fand bei seinen Versuchen, daß Erdungen der Anode oder der Kathode beträchtliche Veränderungen des Elektrodenpotentials bewirkten, welche vom Gasdruck und von der Polarität der geerdeten Elektrode abhängig waren. Über eine ähnliche Erscheinung bei unsymmetrisch gebauten Elektroden beschäftigten sich R. Swingedauw (60) und A. Heidweiller (16). Valle (63) hat sämtliche Punkte des Stromkreises nacheinander zur Erde abgeleitet und dabei einen Einfluß auf die Frequenz und auf die Glimmlichtbedeckung aufgefunden, welche von der Lage des geerdeten Punktes im Stromkreise abhängt. In der einen Hälfte des Stromkreises war der Einfluß positiv (Erhöhung der Frequenz, Abnahme der Glimmlichtbedeckung), in der anderen Hälfte dagegen negativ. Im Grenzpunkte fehlte der Einfluß vollständig.

A. Righi (42, 43) fand bei unsymmetrischen Elektroden eine Wirkung der Vertauschung derselben auf die Stromstärke und auf die Elektrodenspannung, was ohne weiteres verständlich ist. Interessant ist dagegen die ebenfalls bei unsymmetrischen Elektroden von Righi (46) beobachtete Wirkung einer Veränderung der Lage des Vorschaltwiderstandes im Stromkreise. Die Stromstärke und die Lichterscheinung veränderten sich dabei bedeutend. Valle (63) hat diese Erscheinung auf die Veränderung der Gesamtkapazität der Entladungsröhre zurückgeführt, welche infolge der nicht zu vernachlässigenden Kapazität des Widerstandes, bei unsymmetrisch gebauten Elektroden, dann auftreten muß, wenn der Widerstand von der Kathodenseite nach der Anodenseite des Stromkreises oder umgekehrt verlegt wird.

Der Einfluß eines Magnetfeldes auf disk. Entl. ist von E. Wiedemann (79) zuerst beobachtet worden. Die disk. Entl. ging bei seinen Versuchen in die kontinuierliche über, sobald ein Magnet der Entladungsröhre genähert wurde. T. Collodi (5) hat eingehender die Wirkung eines Magnetfeldes auf disk. Entl. unter Veränderung der Elektrodenform und der Feldstärke untersucht. Bei kleiner Feldstärke fand er eine Herabsetzung des Entladungspotentials; bei sehr starken Feldern dagegen eine Erhöhung desselben. Wenn eine geschichtete positive Säule vorlag, so bewirkte das Magnetfeld die Verschiebung der Schichten nach der Anode und endlich ihr vollständiges Verschwinden unter Zurücklassung einer ungeschichteten Säule. Collodi setzte diese Erscheinungen mit der Righischen Theorie der magnetischen Strahlen in Beziehung, wodurch er manches erklären konnte.

Eine Einwirkung elektromagnetischer Wellen auf disk. Entl. hat ebenfalls Righi (44, 45) beobachtet. Die von E. Wiedemann und H. Ebert (80) entdeckte Frequenzerhöhung infolge einer Bestrahlung der Methode mit ultraviolettem Lichte ist durch den, die Zündspannung herabsetzenden Hallwachs-Effekt zu erklären. Viele derartige Versuche lassen sich heute bequem mit Glimmlampen aufstellen, wie mehrfach berichtet wird.

Die Empfindlichkeit der disk. Entl. gegen äußere Einflüsse kann also als Kriterium zur Unterscheidung der diskontinuierlichen von der kontinuierlichen Entladung gelten, wenn das Telephon oder der rotierende Spiegel nicht mehr verwendet werden können.

R. Reiger (36) hat mit Entladungsröhren gearbeitet, welche eine Kapillarverengung in der Mitte besaßen. Dabei hat er oft beobachtet, daß die Entladung in bestimmten Regionen diskontinuierlich war, während sie in den übrigen ganz kontinuierlich verlief. Die erwähnte Beobachtung Reigers dürfte mit jener von E. Wiedemann und G. C. Schmidt (81) übereinstimmen, welche in einer Trichterröhre das Licht in der Trichterregion kontinuierlich fanden, während dieses in den übrigen Teilen der Entladungsröhre diskontinuierlich war. R. Reiger (37) hat aus seinen Beobachtungen den Schluß gezogen, daß die Anwendung des Tele-

phons zur Untersuchung von disk. Entl. nicht einwandfrei ist.

Die Anwendbarkeit der disk. Entl. für praktische Zwecke kommt, wie wir schon bemerkt haben, nur bei mittelgroßen Drucken in Betracht, weil nur dann die Leistung verhältnismäßig groß ist und zugleich die Frequenz bis zu jedem gewünschten Werte erhöht werden kann. Gehrcke, Reichenheim und Wertheimer (12) haben eine derartige Vorrichtung als Generator starker ungedämpfter Schwingungen für die Zwecke der drahtlosen Telegraphie verwendet. W. Schallreuter (52) hat eine ähnliche Vorrichtung als sehr wertvollen Ersatz des Induktoriums für Laboratoriumsmeßzwecke (Leitfähigkeit der Elektrolyten, Dielektrizitätskonstante) verwendet. Andere praktische Anwendungen sind bis heute nicht bekannt geworden.

§ 23. Neueste Arbeiten über diskontinuierliche Entladungen (15. Mai 1926). Vor kurzem ist eine Arbeit von F. M. Penning (92) erschienen, welche Beiträge zur Kenntnis der disk. Entl. in Neon liefert. Penning mißt mit Hilfe einer Ventilröhre, in welcher die Stromrichtung umgekehrt werden kann, die Maximal- und die Minimalspannung (§ 10 u. § 18) während einer Periode. Wir haben schon erwähnt, daß diese Spannungen mit der Zünd- und der Löschspannung nicht genau übereinstimmen; sie zeigen jedoch gewöhnlich dieselbe Abhängigkeit von der Frequenz. Penning hat tatsächlich die von der Theorie (§ 18) für die Zünd- und Löschspannung geforderte Abhängigkeit konstatiert. Daß er die Minimalspannung immer bedeutend kleiner fand als die minimale statische Brennspannung der kontinuierlichen Glimmentl., darf nach den im § 13 enthaltenen Bemerkungen nicht wundern. Im allgemeinen liefern die Beobachtungen von Penning eine ausgezeichnete Bestätigung der in diesem Berichte entwickelten Theorien und ausgesprochenen Ansichten.

Als prinzipieller Faktor der Nachwirkung (§ 11) betrachtet Penning die Restionisation, welche erst allmählich nach dem Erlöschen der leuchtenden Entladung verschwindet, und gründet darauf eine graphische Methode, um die Abklingungskurve aus Einzeldaten von Versuchen bei verschiedener Speisestromstärke i und konstanter Kapazität C zu zeichnen. Die Methode ist allerdings nur bei einer im Vergleiche mit der Gesamtperiode sehr kleinen Entladungsdauer einwandfrei; sie kann aber eben darum bei kleinen Stromstärken sehr gute Dienste leisten, wo meine nur für größere Stromstärken (disk. Entl. 2. Art) brauchbare Methode des dunklen Raumes (§ 18), welche das Verschwinden der Raumladungen während der Nachwirkungszeit besonders hervorhebt, nicht mehr angewendet werden kann. Auffallend ist die auch von Penning nach seiner Methode aufgefundene Größenordnung der Nachwirkungszeit, welche unabhängig von dem Kapazitätswerte immer 10^{-3} sec betrug. Penning erwähnt den von U. A. Oschwald u. A. G. Tarrant (93) für die Entionisierungszeit, bei zeitweiser Ausschaltung der Stromquelle gefundenen Wert $< 5 \cdot 10^{-3}$ sec. Diese Zahl stimmt aber mit der von Klahre (§ 11), ebenfalls bei Ausschaltung der Stromquelle, bestimmten Größenordnung (10^{-3} sec) gar nicht überein.

Für eine sehr kleine Speisestromstärke (d. h. am linken Ende des Gebietes D_0, Fig. 2) hat Penning bei den kleinsten Kapazitäten die Möglichkeit des Bestehens einer kontinuierlichen Entladung nachgewiesen. Das liefert eine ausgezeichnete Bestätigung der von R. Seeliger und J. Schmekel (55) gemachten Beobachtungen, wovon schon im § 7 die Rede gewesen ist. Die in Betracht kommende Entladungsart muß unzweifelhaft als eine Townsend-Entladung aufgefaßt werden. Darum kann auch die von Penning gemachte Beobachtung keinen Beweis dafür liefern, daß das Springen (Übergang von der kontinuierlichen zur disk. Entladung bei abnehmender Stromstärke (§ 13)) durch die plötzlich eintretende Unmöglichkeit des weiteren Bestehens einer kontinuierlichen Entladung nicht bestimmt ist. Meines Erachtens ist das Springen (Geffcken (10)) gerade durch diese Bedingung charakterisiert (§ 13); in dem Bedingungsatze muß natürlich hervorgehoben werden, daß die Entladung, welche unter dem Springpunkte nicht mehr kontinuierlich bestehen kann, eine Glimmentladung ist. Die hier dargelegte Auffassung des Springpunktes glaubte Geffcken (10) aus dem Grunde nicht annehmen zu dürfen, weil die Springstromstärke bei seinen Versuchen mit der Kapazität abnahm. Ich habe schon die Ansicht ausgesprochen (§ 13), daß in dem von Geffcken untersuchten Falle die in die disk. Entl. niedriger Frequenz überspringende Entladung nicht kontinuierlich war, sondern den disk. Entl. 2. Art angehörte. Dann ist die Kapazitätsabhängigkeit erklärt. W. Dällenbach (89) scheint damit einverstanden zu sein, obwohl er an der Verwechslung zwischen Schwingungen und disk. Entl. (§ 15) festhält. Dällenbach verwirft jedoch die einfache Annahme, daß der Springpunkt gegenüber dem Reißpunkte bloß infolge der langsamen Hysteresis verschoben erscheint (§ 13). Nach ihm spielen hier die zufälligen Unregelmäßigkeiten der Entladungsstromstärke die Hauptrolle; diesbezüglich stimmt er also mit der Geffckenschen Erklärung überein. Ich würde damit einverstanden

sein (§ 13), wenn bei dem in Rede stehenden Spannungspunkte tatsächlich eine kontinuierliche Entladung in die disk. überginge.

Die Beobachtungen von Penning scheinen jedenfalls diese letzte Möglichkeit zu bestätigen. Im Gebiete der von Geffcken als kontinuierliche und von mir als den disk. Entl. 2. Art angehörend angesehenen Entladungen hat Penning im Neon nur Unterschiede von etwa 2 Volt zwischen der Maximal- und der Minimalspannung aufgefunden (Meßgenauigkeit 1 Volt). Meines Erachtens ist aber dieses Ergebnis mit der Theorie der disk. Entl. 2. Art (welche durch die Resultate einer großen Zahl von Beobachtungen bestätigt worden ist) wohl im Einklang zu bringen. Denn es ist leicht denkbar und sogar höchst wahrscheinlich, daß unter besonderen Umständen disk. Entl. 2. Art, welche bei den kleinsten Kapazitäten (d. h. bei sehr hoher Frequenz) eine zu enge und kurze Schleife QR (Fig. 4) längs der kritischen Kurve durchlaufen müßten, infolge der eintretenden Phasenverschiebung zwischen den Veränderungen der Elektrodenspannung und dem instantanen Zustande der Entladungsstrecke, sich nicht mehr merklich von kontinuierlicher Entladung unterscheiden können. Ich möchte dann von einer „pseudo-kontinuierlichen" Entladung reden, welche, eine Abart der disk. Entl. 2. Art darstellend, der untersten noch unbestimmten Zone des Diagrammes der Fig. 5 entsprechen würde. Als Anzeichen dafür, daß diese Entladung mit der theoretisch definierten kontinuierlichen Entladung nicht übereinstimmt, dürfte eben die Tatsache gelten, daß die Stromspannungskurve fallend ist und daß die Lichterscheinung, besonders an der Anode, von der bei der theoretisch definierten kontinuierlichen Entladung auftretenden verschieden ist.

In bezug auf die am Ende des § 22 kurz besprochenen Anwendungen der disk. Entl. zu wissenschaftlichen oder didaktischen Zwecken ist die Arbeit von R. Mecke und A. Lambertz (91) zu erwähnen. Die Empfindlichkeit der in einer Glimmlampe erzeugten disk. Entl. sowohl gegen Erdungen wie gegen kleine Veränderungen des Vorschaltwiderstandes und der Kapazität wird dabei in mannigfacher Weise zu Demonstrations- und Meßzwecken benutzt. Auch auf eine etwas ältere Arbeit von H. Geffcken und H. Richter (90) ist hier zu verweisen.

VI. Literatur.

1) L. Amaduzzi, Mem. Acc. Bologna VII, 3, 91, 1918.
2) O. Berg, Boltzmannsche Festschr. 793, 1904.
3) M. Cantor, Wied. Ann. **67**, 481, 1899.
4) W. G. Cady-Vinal, Physik. Zeitschr. **10**. 569, 1909.
5) T. Collodi, Rend. R. Acc. Lincei **19**, 637, 1910.
6) E. Dubois, Annales de Physique **20**, 153, 1920.
7) H. Ebert, Sitzungsber. Phys.-med. Soc. Erlangen **24**, 1894.
8) J. P. Gassiot, Proc. Roy. Soc. X, 393, 1860.
9) —, Proc. Roy. Soc. XII, 329, 1862; Pogg. Ann. **112**, 156, 1862.
10) H. Geffcken, Physik. Zeitschr. **26**, 241, 1925.
11) E. Gehrcke, Handb. der Radiologie von Marx III, 107—199, 1916.
12) E. Gehrcke, Reichenheim, Wertheimer, Patentschr. der Poliphos Elektr.-Ges. D.R.P. 270610, 273534, 295761.
13) E. Goldstein, Wied. Ann. **12**, 90, 1881.
14) W. P. Graham, Wied. Ann. **64**, 74, 1898.
15) A. Hagenbeck u. H. Veillon, Verh. naturf. Ges. Basel **21**, 89, 1910.
16) A. Heidweiller, Wied. Ann. **48**, 213, 1893.
17) H. Hertz, Wied. Ann. **19**, 782, 1883; Ges. Werke I **13**, 242, 1895.
18) J. Herweg, Physik. Zeitschr. **13**, 633, 1912.
19) W. Hittorf, Wied. Ann. **7**, 553, 1879.
20) —, Wied. Ann. **20**, 705, 1883; **21**, 90, 1884.
21) R. Holm, Physik. Zeitschr. **25**, 497, 1924; **26**, 414, 1925.
22) Th. Homén, Acta Soc. Sc. Fannicae **16**, 25, 1886.
23) W. Kaufmann, Göttinger Nachrichten 243, 1899.
24) O. Lehmann, Wied. Ann. **22**, 305, 1884.
25) —, Wied. Ann. **56**, 304, 1895.
26) —, Zeitschr. für Elektrochemie **2**, 463, 1896.
27) —, Verh. naturw. Ver. Karlsruhe **12**, 1896.
28) —, Die elektrischen Lichterscheinungen, Halle 1898.
29) —, Ann. d. Phys. **7**, 1, 1902.
30) E. Mauz u. R. Seeliger, Physik. Zeitschr. **26**, 47, 1925.
31) S. Marsh, Ann. d. Physik **32**, 438, 1910.
32) C. A. Mebius, Ann. d. Phys. **54**, 520, 1895.
33) S. O. Pearson u. H. St. Ansom, Proc. Roy. Soc. **34**, 175, 1922.
34) H. A. Perkins, Compt. Rend. **18**, 1170, 1909.
35) —, Compt. Rend. **21**, 1389, 1909.
36) R. Reiger, Sitzungsber. Phys.-med. Soc. Erlangen **37**, 107, 1905.
37) —, Physik. Zeitschr. **7**, 68, 1906.
38) E. Riecke, Ann. d. Phys. **4**, 592, 1901.
39) —, Ann. d. Phys. **16**, 293, 1905; Göttinger Nachrichten 6, 1904.
40) —, Göttinger Nachrichten 253, 1907.
41) R. Reiche, Ann. d. Phys. **52**, 109, 1917.
42) A. Righi, Rend. R. Acc. Lincei **6**, 83, 1890.
43) —, Mem Acc. Bologna, 15 nov. 1892.
44) —, Mem. R. Acc. Lincei, 7 nov. 1897.
45) —, Rend. Acc. Bologna, 29 mag. 1898.
46) —, Rend. Acc. Bologna 1, 1898—99.
47) —, Rend. R. Acc. Lincei (5), I, 352, 457, 1902.
48) —, Rend. Acc. Bologna **6**, 188, 1902.
49) —, Physik. Zeitschr. **11**, 158, 1910.
50) —, Physik. Zeitschr. **15**, 528, 1914.
51) E. Rumpf, Ann. d. Phys. **66**, 50, 1921.
52) W. Schallreuter, Über Schwingungserscheinungen in Entladungsröhren, Braunschweig 1923.
53) G. C. Schmidt, Ann. d. Phys. **1**, 625, 1900.
54) R. Seeliger, Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **20**, 353, 1924.
55) R. Seeliger u. J. Schmekel, Physik. Zeitschr. **26**, 471, 1925.
56) H. Sieveking, Ann. d. Phys. **20**, 209, 1906.
57) W. Spottiswoode u. S. F. Moulton, Phil. Trans. **1**, 165, 1879; **2**, 561, 1880.
58) J. Stark, Ann. d. Phys. **1**, 430, 1900.
59) —, Die Elektrizität in Gasen, Leipzig 1902 und im Winkelmanns Handbuch der Physik IV, 1905.
60) R. Swingedauw, Wied. Ann. **65**, 543, 1898.
61) S. N. Taylor, Phys. Rev. **18**, 321, 1904.
62) J. J. Thomson, Die Elektrizität in Gasen (Ewers), Leipzig 1900.

63) G. Valle, Sitzungsber. Akad. Wien **121**, 63, 1912.
64) —, Sitzungsber. Akad. Wien **123**, 1753, 1914.
65) —, Sitzungsber. Akad. Wien **127**, 1339, 1918.
66) —, Nuovo Cim. (VI), **18**, 165, 1919.
67) —, Nuovo Cim. (VI), **18**. 249, 1919.
68) —, Annuario scientifico industriale, I. sem. 1920.
69) —, Nuovo Cim. (VI), **23**, 343, 1922.
70) —, Sulla relazione esistente tra i vari fenomeni delle scariche elettriche, che si manifestano a differenti pressioni. Trieste 1922.
71) —, Nuovo Cim. (VI), **25**, 87, 1923.
72) —, Nuovo Cim., Genn.-Apr. 1924.
73) —, Physik. Zeitschr. **26**, 495, 1925.
74) K. W. Wagner, Der Lichtbogen als Wechselstromerzeuger. Leipzig 1910.
75) Warren de la Rue u. H. Müller, Phil. Trans. **168**, 155, 1878.
76) —, Compt. Rend. **86**, 1072, 1878.
77) —, Ann. d. chem. et phys. (5), **24**, 433, 1881.
78) E. Wiedemann, Wied. Ann. **10**, 202, 1880.
79) —, Wied. Ann. **20**, 756, 1883.
80) E. Wiedemann u. H. Ebert, Sitzungsber. Phys.-med. Soc., Erlangen 1887; Wied. Ann. **33**, 241, 1888.
81) E. Wiedemann u. G. C. Schmidt, Wied. Ann. **66**, 314, 1898.
82) G. Wiedemann, Pogg. Ann. **158**, 35, 252, 1876.
83) —, Die Lehre der Elektrizität IV, 1, 495 u. ff., 1885.
84) G. Wiedemann u. R. Rühlmann, Pogg. Ann. **145**, 235, 364. 1872.
85) A. Winkelmann, Handbuch der Physik III, 1, 337 u. f., 1893.
86) J. Würschmidt, Inaugural-Diss., Erlangen 1909.
87) —, Ber. deutsch. Phys. Ges. 300, 1909.
88) —, Ber. deutsch. Phys. Ges. 360, 1909.
89) W. Dällenbach, Physik. Zeitschr. **27**, 101, 1926.
90) H. Geffcken u. H. Richter, Zeitschr. f. techn. Phys. **5**, 511, 1924.
91) R. Mecke u. A. Lambertz, Physik. Zeitschr. **27**, 86, 1926.
92) F. M. Penning, Physik. Zeitschr. **27**, 187, 1926.
93) U. A. Oschwald u. A. G. Tarrant, Proc. Roy. Soc. **36**, 262, 1925.

Turin, Physikalisches Institut der Universität. März 1926.

(Eingegangen 20. März 1926.)

BESPRECHUNGEN.

A. Landé, Die neuere Entwicklung der Quantentheorie. Wissenschaftliche Forschungsberichte, Bd. V. 8°. XI und 180 S. m. 13 Abbildungen. 2., völlig umgearbeitete Auflage. Leipzig u. Dresden, Th. Steinkopff. 1926. Geh. M. 12.—, geb. M. 13.20.

Der Zweck der wissenschaftlichen Forschungsberichte ist, dem engeren Fachmann eine zusammenfassende Darstellung zu geben von den Fortschritten, welche in letzter Zeit auf dem behandelten Gebiet erzielt wurden. Dadurch, daß eine gewisse Vertrautheit mit dem Stoff vorausgesetzt ist, ist es möglich, eine erschöpfende Darstellung zu geben, ohne den Umfang übermäßig anschwellen zu lassen. Mehr als auf irgendeinem andern Gebiet braucht man eine derartige zusammenfassende Darstellung in der Quantentheorie, bei deren vielseitiger Entwicklung es nicht leicht ist, den Überblick über die Literatur zu behalten. Jedem Theoretiker wird daher die 2. Auflage des Landéschen Buches eine hochwillkommene Neuerscheinung sein. Denn dieses Buch bringt in klarer, über der Sache stehender Darstellung alles, was die Forschung in den letzten Jahren zutage gefördert hat. Im Gegensatz zur 1. Auflage, welche sich fast ausschließlich mit den Fragen des Atombaues befaßte, ist diese Neubearbeitung der ganzen Quantentheorie gewidmet, sie bringt also insbesondere auch die Statistik sehr ausführlich. Das 1. Kap. befaßt sich mit der Theorie der Strahlung und dem großen Dilemma Wellen oder Quanten. Die beiden nächsten Abschnitte bringen die Gesetze der Linienspektren und ihre modellmäßige Deutung. Ein breiter Raum ist dem Problem der Dubletts gewidmet, das ja zeitweilig eine der Hauptursachen für die Zweifel an der Realität der Modelle bildete. (Der inzwischen von Goudsmith und Uhlenbeck durch die Hypothese des magnetischen, um seine Achse rotierenden Elektrons gefundene Ausweg aus diesen Schwierigkeiten konnte nicht mehr berücksichtigt werden.) Das 4. Kap. betrifft das Magneton, das 5. die Molekülbildung und die Bandenspektren. Das 6. Kap. gilt der Quantentheorie der Aggregatszustände. Sehr ausführlich wird die Einsteinsche Theorie der Gasentartung besprochen, welche der Statistik durch die Einführung einer Art „Interferenz der Materie" ganz neue Wege weist. Die beiden letzten Abschnitte behandeln die mathematischen Methoden der Quantelung. Besonders wertvoll ist die zum Schluß gegebene klare Darstellung der Heisenbergschen Quantenmechanik. Ein reiches Literaturverzeichnis (340 Zitate!) schließt das inhaltsreiche Buch, dessen Gebrauch dem Theoretiker viel Zeit und Mühe ersparen wird.

Joos.

H. Hahn, Physikalische Freihandversuche. I. Teil. Gr.-8°. XX u. 259 S. m. 309 Abbildungen. 2., verbesserte u. vermehrte Auflage. Berlin, Otto Salle. 1926. M. 7.—.

Der vorliegende Teil I, enthaltend „Nützliche Winke, Maß und Messen, Mechanik der festen Körper", ergänzt die in 2. Auflage bisher erschienenen Teile II („Flüssigkeiten und Gase" 1916) und III („Licht" 1912). H. hat das Werk auf mittelbare Anregung Schwalbes und unter Benutzung eines Nachlasses unternommen und unter Benutzung von Quellen, die ausführlich bis in die 80er Jahre, zum Teil bis ins klassische Altertum zurückgehen, eine Fülle von Material zusammengetragen (Teil I enthält 445 Versuche). Seine Absicht ist, die Schätze an leicht improvisierbaren und vielfach hervorragend lehrreichen Versuchen, die teils den Taschenspielerkünsten vergangener Zeiten, teils den Einfällen großer Physiker, teils der Schulpraxis entstammen, für den physikalischen Unterricht weiteren Kreisen zugänglich zu machen, so, daß auch ein Dorfschullehrer in den Stand gesetzt werden soll ohne mehr Hilfsmittel, als Gegenstände des täglichen Gebrauchs und das bescheidene Werkzeug eines „Nagelkastens", den Naturunterricht auf Versuche zu gründen. Daneben soll das Buch Material liefern für gemeinverständliche Vorträge. Ob freilich das Werk bei seinem Umfang die gewünschte Verbreitung erlangen kann, mag bezweifelt werden. Als Handbuch dagegen erfüllt es alle Anforderungen in Reichhaltig-

keit, Stoffanordnung und Übersichtlichkeit, auch der Literaturangaben. Die „Nützlichen Winke" werden vielen willkommen sein, und bieten mehr als nur zur Ausführung der Freihandversuche nötig ist. Unter diesen findet sich manches weniger wertvolle, allzu Spielerische, andere Versuche dagegen sind von ausgezeichneter Brauchbarkeit, so insbesondere außer einigen mehr oder weniger bekannten klassischen Experimenten (Heron, Aristoteles, Stevin, Galilei) das, was über Sonnenuhren, Schwerpunkt, innere Reibung, freien Fall, Erhaltung des Dralls gebracht wird. Unter dem Titel „Fallende Körpergruppen" findet sich einiges, was sehr wohl zur Demonstration des Äquivalenzprinzips der allgemeinen Relativitätstheorie dienen könnte. E. Nies.

Kurt Loebinger, „Gewinn aus Kohle". Vortrag gehalten am 27. November 1925 im Sitzungssaal der A. E. G. in Berlin.

Einleitend werden die Kosten für die verschiedenen Braun- und Steinkohlen zusammengestellt und an Hand interessanter Kurven, die den Wärmepreis der verschiedenen Kohlen als Funktion des Bahnweges unter Berücksichtigung des Kesselwirkungsgrades darstellen, die Radien der Wettbewerbsfähigkeit sehr schön zur Anschauung gebracht.

Es zeigt sich so, daß die Absatzmöglichkeiten der einzelnen Kohlen beschränkt sind, und daß bei der geringen Hoffnung auf Verringerung der Förderkosten die Aussichten für eine Steigerung des Gewinnes aus Kohle klein sind.

Wirtschaftlich sehr aussichtsreich erscheint dagegen die Gewinnung von Ölen, insbesondere durch Verschwelen der Braunkohle: Nach kritischer Besprechung der früheren Schwelversuche im Rolle-Ofen, im Drehrostgenerator und in Drehöfen verschiedenster Konstruktion wird des Näheren auf die neue Schwelretorte des Direktor Geissen von der Kohlenveredlungs-Gesellschaft eingegangen. Durch die außerordentlich geschickte Konstruktion dieses neuen Ofens sind jetzt offenbar alle Mängel der früheren Anlagen weitgehendst beseitigt und die Gewinnung der höchsten theoretisch erreichbaren Menge an hochwertigem, staub- und wasserfreiem Urteer verbunden mit höchster Durchsatzgeschwindigkeit erreicht. Die Zahlen, die Wirtschaftlichkeit des Verfahrens betreffend, sind so günstig, daß bei genügender Absatzmöglichkeit für den Halbkoks die großtechnische Einführung des Verfahrens gesichert erscheint und daß man im Interesse der deutschen Volkswirtschaft nur wünschen kann, daß die Einführung möglichst bald und in großem Maßstab geschieht. W. Seidel.

Tagesereignisse.

89. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte in Düsseldorf vom 19. bis 26. September 1926. Teilnehmer der Versammlung kann jeder werden, der sich für Naturwissenschaften oder Medizin interessiert. Die Teilnehmerkarte kostet 25 Mk. einschließlich des freien Eintrittes in die Gesolei und der freien Benutzung der Straßenbahn. Mitglieder der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte zahlen nur 20 Mk. Für die Damen der Teilnehmer ist der Preis der Karte 15 Mk., ebenfalls einschließlich des freien Eintritts in die Gesolei und der freien Benutzung der Straßenbahn.

Bei allen Veranstaltungen werden zuerst die Mitglieder der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte nebst ihren Angehörigen, dann erst die übrigen Teilnehmer berücksichtigt.

Anmeldungen zur Mitgliedschaft der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte — Jahresbeitrag 5 Mk. — sind an Herrn Professor Dr. Rassow, Leipzig, Felixstraße 3, zu richten. Der Mitgliedsbeitrag wird von den Kosten der Teilnehmerkarte abgezogen.

Vorläufiges Programm:

Sonntag, den 19. September 1926
8½ Uhr abends:

Zwanglose Zusammenkunft zur Begrüßung in allen Sälen der Tonhalle. Bei günstigem Wetter auch im Garten. Promenadenkonzert.

Montag, den 20. September 1926
9 Uhr vormittags:

1. Allgemeine Sitzung.
Vorträge.

1. Generaldirektor Dr. Bosch, Ludwigshafen: „Der heutige Stand der naturwissenschaftlichen Erkenntnis und ihre Bedeutung für Werk und Mensch".
2. Generaldirektor Dr. Vögeler, Dortmund: „Technik und Wirtschaft".

2½ Uhr nachmittags:
Sitzung der Medizinischen Hauptgruppe.

1. Vitaminforschung. Prof. Dr. Stepp, Jena.
2. Physiologie und Pathologie der Kapillaren.
   a) Professor Dr. Ebbecke, Bonn.
   b) Professor Dr. O. Müller, Tübingen.
3. Kropfverhütung.
   a) Professor Dr. Wagner-Jauregg, Wien.
   b) Professor Dr. Hotz, Basel.

Abteilungssitzungen der Naturwissenschaftlichen Abteilungen.

Dienstag, den 21. September 1926
9 Uhr vormittags:

2. Allgemeine Sitzung.

1. Dr. A. Petersen, Frankfurt a. M.: „Die moderne Forschung auf dem Gebiete der Nichteisenmetalle, insbesondere der Leichtmetalle".
2. Professor Dr. Nocht, Hamburg: „Stand der Chemotherapie".
3. Professor Dr. K. Escherich, München: „Die Bekämpfung der tierischen Schädlinge".

2½ Uhr nachmittags:
Sitzung der Naturwissenschaftlichen Hauptgruppe.

1. Professor Dr. Pfeiffer, Bonn: „Bedeutung der Koordinationslehre für die organische und physiologische Chemie".
2. Vortragsreihe von 4 Vorträgen: „Über die quantitative Spektralanalyse".

Abteilungssitzungen der Medizinischen Abteilungen.

Mittwoch, den 22. September 1926
8½ Uhr vormittags:
Geschäftssitzung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte.

9½ Uhr vormittags:

3. Allgemeine Sitzung.

1. Professor Dr. Sauerbruch, München: „Heilkunst und Naturwissenschaft".
2. Prof. Dr. Straub, München: „Über Genußgifte".
3. Professor Dr. P. Ernst, Heidelberg: „Über das morphologische Bedürfnis".

3 bis 4 Uhr nachmittags:
Sondersitzung der Medizinischen Hauptgruppe.
Thema: „Neue synthetische Arzneistoffe gegen Malaria".
a) Dr. Hörlein, Elberfeld.
b) Dr. Roehl, Elberfeld.
c) Prof. Sioli, Düsseldorf.
d) Prof. Mühlens, Hamburg.

Sitzungen der Naturwissenschaftlichen Abteilungen, soweit diese nicht an der Sondersitzung „Die Malaria" sich beteiligen wollen.

Donnerstag, den 23. September 1926
Freitag, den 24. September 1926
Sonnabend, den 25. September 1926
Abteilungssitzungen.

Es wird gebeten, baldmöglichst unverbindlich mitzuteilen, ob die Absicht besteht, an der 89. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte in Düsseldorf teilzunehmen und ob die Zusendung des ausführlichen Programms gewünscht wird, das im Laufe des Juli zur Versendung gelangt.

Auch die Anmeldung von Vorträgen unter Angabe der Abteilung, in der diese gehalten werden sollen, ist bereits jetzt erwünscht.

Alle anderen Anfragen beantwortet die Geschäftsstelle der 89. Versammlung der Gesellschaft Deutscher Naturforscher und Ärzte, Düsseldorf, Oststraße 15, Schließfach 66.

In **Jena** finden in diesem Jahre vom 4.—17. August **Ferienkurse** in der Universität statt. In der naturwissenschaftlichen Abteilung finden folgende Kurse statt. Die Biologie im bot. Schulunterricht (Prof. Dr. Detmer), Anleitung zu botanisch-mikroskopischen Untersuchungen (Prof. Dr. Herzog), Botanisches Praktikum für Geübtere (Prof. Dr. Herzog), Zoologie, Entwicklungs- und Vererbungslehre (Prof. Dr. Franz), Zoologische Mikroskopier- und Präparierübungen (Prof. Dr. Franz), Populäre Astronomie (Prof. Dr. Knopf), Zeit- und Ortsbestimmungen (Prof. Dr. Knopf), Geologie als Grundlage der Heimatkunde (Prof. Dr. Walther-Halle S.), Elektrizitätslehre (Prof. Dr. Esau), Bau und Tätigkeit des Gehirns (Prof. Dr. Noll), Physiologie der Verdauung und des Stoffwechsels des Menschen (Prof. Dr. Schulz), Lebendige Mathematik in Schule und Leben (Prof. Dr. Auerbach), Naturphilosophie und idealistische Weltanschauung (Prof. Dr. Detmer), Bestimmung und Vererbung des Geschlechts bei Pflanzen, Tieren und Menschen (Prof. Dr. Renner), Neuere Ansichten über den Aufbau des Innern der Erde (Prof. Dr. Linck). Besuch des Planetariums der Zeiß-Werke. Ausführliche Programme versendet das Sekretariat Frl. Cl. Blomeyer, Carl-Zeiß-Platz 3.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Wien Oberbaurat des Bundesamtes für Eich- und Vermessungswesen Dr. Alfred Basch für „praktische Analysis mit besonderer Berücksichtigung der Ausgleichsprobleme".

Ernannt: Der ord. Professor an der Universität Breslau Dr. E. Waetzmann zum ord. Professor für Physik an der Technischen Hochschule Breslau, der ord. Professor der Physik an der Universität Marburg Dr. Clemens Schaefer in gleicher Eigenschaft an der Universität Breslau, der a. o. Professor Dr. Ernst Zermelo zum ord. Honorarprofessor der Mathematik an der Universität Freiburg i. Br., der a. o. Professor der Universität München Dr. Karl Herzfeld zum ord. Professor an der John-Hopkins-Universität in Baltimore, der Assistent am Physikalischen Institut Leipzig Dr. August Karolus zum planmäßigen a. o. Professor der angewandten Elektrizitätslehre in der philosophischen Fakultät, der nichtplanmäßige a. o. Professor an der philosophischen Fakultät Leipzig Dr. Ludwig Schiller zum planmäßigen a. o. Professor der angewandten Mechanik und der Dynamik, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Jena Dr. Emil Koebe in gleicher Eigenschaft an der Universität Leipzig, der Privatdozent für analytische Chemie an der Universität Heidelberg Dr. W. Hieber für die Dauer seiner Zugehörigkeit zum Lehrkörper zum a. o. Professor, der erste Assistent am Metallurgy Department of the National Physical Laboratory an der Universität Birmingham Dr. D. Hansen zum Professor der Metallurgie ebenda, Dr. S. G. P. Plant zum Dozenten für organische Chemie an der Universität Oxford.

Berufen: Der Privatdozent für Chemie an der Universität Berlin und Leiter der physikalisch-chemischen Abteilung am Kaiser-Wilhelm-Institut für Faserstoffchemie Dr. Hermann Mark und der a. o. Professor für Optik an der Berliner Technischen Hochschule Dr. Franz Weidert als wissenschaftliche Mitglieder an das Kaiser-Wilhelm-Institut für Silikatforschung in Berlin-Dahlem.

Ehrung: Die Preußische Akademie der Wissenschaften hat die silberne Leibnizmedaille an Dr. Hugo Seemann in Freiburg i. Br. verliehen. Professoren Dr. Otto Ruff, Breslau, Dr. Tammann, Göttingen, Dr. Hantzsch, Leipzig und Dr. v. Auwers, Marburg wurden zum Dr.-Ing. e. h. ernannt. Der Ignaz-Lieben-Preis für Chemie wurde dem ord. Professor für Chemie an der Universität Wien Dr. Adolf Franke, der Haitinger-Preis für Physik dem Sekretär des Gauvereins Wien der Deutschen Physikalischen Gesellschaft Dr. Georg Stetter verliehen. Dem Professor der Chemie an der Universität von Pennsylvania Dr. Edgar F. Smith wurde von der Amerikanischen Chemischen Gesellschaft die Priestley-Medaille verliehen. Der ord. Professor der Physik Dr. Niels Bohr, Kopenhagen, erhielt die Medaille des Franklin-Institutes in Philadelphia. Der Direktor des Chemischen Instituts der Karls-Universität in Prag Prof. Dr. Bohuslav Brauner wurde zum Ehrenmitglied der Amerikanischen Chemischen Gesellschaft gewählt.

Gesuche.

Für wissenschaftliche Arbeiten über

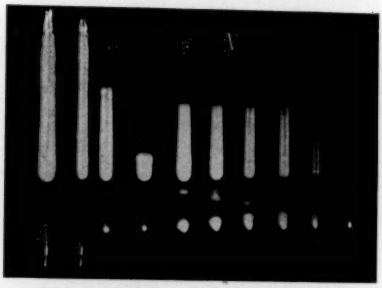
Kristallbau

wird ein

Assistent

mit abgeschlossener Hochschulbildung

gesucht,

der experimentell gut vorgebildet ist. Angebote unter S. H. 644 an den Verlag der Physikalischen Zeitschrift (S. Hirzel) in Leipzig C, Königstr. 2.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. F. Harms in Würzburg. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.